G. HERTZ

LEHRBUCH DER KERNPHYSIK

I

EXPERIMENTELLE VERFAHREN

1958

LEHRBUCH DER KERNPHYSIK

BAND I

EXPERIMENTELLE VERFAHREN

Herausgegeben von

PROF. DR. G. HERTZ

Direktor des Physikalischen Instituts der Karl-Marx-Universität Leipzig

Mit Beiträgen von

Dr. F. Bernhard, Berlin · Prof. Dr. A. Eckardt, Jena · Prof. Dr.-Ing. W. Hartmann, Dresden
Prof. Dr. G. Hertz, Leipzig · Prof. Dr. A. Lösche, Leipzig
Prof. Dr. J. Schintlmeister, Dresden · Prof. Dr. C. F. Weiß, Leipzig

Mit 139 Abbildungen

EDITION LEIPZIG

VERLAG WERNER DAUSIEN · HANAU/MAIN

Unveränderter Nachdruck der 1958
in Leipzig erschienenen ersten Auflage

Satz und Druck: (III/18/154) B. G. Teubner, Leipzig C1, Querstr. 17 · 486

VORWORT

Die Einführung der Kerntechnik in einer Zeit, in welcher die Entwicklung der ihr zugrunde liegenden Kernphysik noch keineswegs abgeschlossen ist, verlangt die Ausbildung einer großen Zahl von Kernphysikern, also von Physikern, welche dieses Gebiet gründlich beherrschen. Als Hilfsmittel für die Ausbildung solcher Kernphysiker ist das vorliegende Buch in erster Linie gedacht. Außerdem soll es den Ingenieuren, welche sich mit ihren auf anderen Gebieten gewonnenen Erfahrungen der Kerntechnik zuwenden, die Möglichkeit geben, sich eine gründliche Kenntnis der physikalischen Grundlagen der neuen Technik zu erwerben. Endlich aber wird es, so hoffen wir, auch dem fertigen Kernphysiker oder Kerntechniker sowie allen, welche kernphysikalische Arbeitsmethoden benutzen, bei ihrer täglichen Arbeit von Nutzen sein.
Bei dem Umfang und der Vielfalt des Stoffes dürfte ein einzelner kaum imstande sein, ein solches Buch zu schreiben. Daher haben sich die im Titel genannten Autoren zusammengetan und den Stoff so untereinander aufgeteilt, daß jeder nur solche Gegenstände zu behandeln hatte, mit welchen er in seiner eigenen Arbeit schon in nähere Berührung gekommen war. Um eine einheitliche Behandlung zu gewährleisten und Wiederholungen zu vermeiden, wurde in gemeinsamen Beratungen die Einteilung des Stoffes vorgenommen und eine bis in die Einzelheiten gehende Gliederung ausgearbeitet. Hierauf wurden die einzelnen Abschnitte von den betreffenden Autoren unabhängig bearbeitet. Die weitere Tätigkeit des Herausgebers beschränkte sich darauf, in einzelnen Fällen geringfügige Änderungen vorzuschlagen, um die Verständlichkeit zu erhöhen oder um die Darstellung verwandter Gegenstände in verschiedenen Abschnitten aufeinander abzugleichen.
Bei der großen Ausdehnung des zu behandelnden Gebietes war die Auswahl des Stoffes keine einfache Aufgabe. Wir hoffen, daß es uns gelungen ist, sie so zu treffen, wie es dem Zwecke unseres Lehrbuches entspricht. Die drei Bände des Buches enthalten die drei Hauptabschnitte, in welche die Darstellung zerfällt. Der erste Band behandelt die experimentellen Verfahren der Kernphysik, insbesondere die Meßverfahren einschließlich der Massenspektroskopie und die Einrichtungen zur Herstellung äußerst energiereicher Teilchen.
Der zweite Band enthält die Physik der Atomkerne im engeren Sinne und bildet somit den Hauptteil. Die Darstellung der Tatsachen und Gesetzmäßigkeiten der Kernumwandlungen, der Kernreaktionen und der bei extrem hohen Energien verlaufenden Kernprozesse wird ergänzt durch eine verhältnismäßig eingehende Übersicht über die Theorie der Atomkerne. Dies erwies sich als notwendig, da die bei der Behandlung der Kernprozesse benutzten Begriffe und Gesetzmäßigkeiten ohne Kenntnis der Theorie nicht zu verstehen sind. Selbstverständlich machen

diese theoretischen Abschnitte nicht den Anspruch, als Grundlage für ein vollständiges Studium der Theorie der Atomkerne auszureichen. Weiterhin enthält der zweite Band einen Abschnitt über die Physik der Neutronen und eine umfangreiche Tabelle, in welcher die neuesten Daten für praktisch alle bekannten Kerne zusammengestellt sind.

Der dritte Band behandelt die angewandte Kernphysik, insbesondere die Reaktoren, die Isotopentrennung, die Radiochemie und die Anwendung der stabilen und radioaktiven Isotope. Hierbei liegt der Nachdruck auf den wissenschaftlichen Grundlagen. Auf die Technologie der verschiedenen Verfahren kann im Rahmen eines Lehrbuches der Kernphysik natürlich nicht näher eingegangen werden. Den Abschluß bildet ein kurzer Abschnitt über Dosimetrie und Strahlenschutz, welcher sich beim Gebrauch des Buches im Laboratorium als nützlich erweisen wird.

Als Vorkenntnisse werden im allgemeinen gründliche Kenntnisse auf dem gesamten Gebiete der Physik vorausgesetzt. In der im ersten Bande enthaltenen Einführung werden die wichtigsten, für das Verständnis notwendigen Begriffe besprochen und ein Überblick über das gesamte Gebiet gegeben. Für das Verständnis der theoretischen Abschnitte im zweiten Bande ist eine Kenntnis der nichtrelativistischen Quantenmechanik unerläßlich.

Leipzig, im Oktober 1957.

DER HERAUSGEBER

INHALT

C. Teilchenbeschleuniger *(Prof. Dr. A. Eckardt)*

EINFÜHRUNG

I. Elektronen und Photonen

1. Das Rutherford-Bohrsche Atommodell

Nachdem schon im Jahre 1903 LENARD aus Versuchen über die Absorption schneller Kathodenstrahlen geschlossen hatte, daß die gesamte Masse der Atome in einem sehr kleinen Bruchteil ihres Volumens enthalten sei, entwickelte 1911 RUTHERFORD eine Vorstellung vom Bau des Atoms, welche sich in allen ihren Folgerungen als richtig erwiesen hat. Nach dieser besteht das Atom aus einem fast die ganze Masse des Atoms enthaltenden positiv geladenen *Kern* äußerst geringer Abmessung und einer ihn umgebenden Schar von Elektronen, der sog. *Elektronenhülle*. Da das Atom im ganzen elektrisch neutral ist, ist die Zahl der Elektronen gleich der Zahl der positiven Elementarladungen im Kern. Ausgangspunkt für die Rutherfordschen Überlegungen waren Versuche über die Streuung von Alphateilchen. Die bei dieser Streuung beobachteten Gesetzmäßigkeiten ließen sich durch die einfache Annahme erklären, daß die Streuung allein durch die elektrostatische Abstoßung des positiv geladenen Kernes bewirkt werde.
Vom Standpunkt der klassischen Physik aus konnte das Modell allerdings nicht als befriedigend angesehen werden, da nach den klassischen Gesetzen die um den Kern rotierenden Elektronen ihre Energie durch Strahlung verlieren und in den Kern fallen müßten. Erst als BOHR im Jahre 1913 die Grundgedanken der *Quantentheorie* auf das Rutherfordsche Modell anwandte mit dem erstaunlichen Erfolg, daß er die Frequenzen der Spektrallinien des Wasserstoffs mit großer Genauigkeit aus den bekannten Konstanten des Elektrons und dem Planckschen Wirkungsquantum berechnen konnte, konnte kein Zweifel mehr an der Richtigkeit dieses Modells bestehen. In den folgenden zwei Jahrzehnten, besonders seit der Entwicklung der Wellenmechanik, gelang es, das gesamte physikalische und chemische Verhalten der Atome, soweit es durch die Elektronenhülle bestimmt wird, auf der Grundlage des *Rutherford-Bohrschen Atommodelles* zu verstehen.
In der Physik der Elektronenhülle werden die Eigenschaften des Kerns, seine Ladung und Masse, sein magnetisches Moment usw., als gegeben angesehen. Im Gegensatz hierzu stellt sich die Kernphysik die Aufgabe, die Eigenschaften der Atomkerne auf Grund des Kernaufbaus zu erklären und die Gesetze der zwischen den Kernbestandteilen wirkenden Kräfte aufzufinden. In den ersten zwei Jahrzehnten unseres Jahrhunderts mußten sich die Physiker darauf beschränken, die

Eigenschaften der in der Natur vorhandenen Atomkerne zu untersuchen und die spontanen Umwandlungen der Atome radioaktiver Substanzen zu beobachten. Die Möglichkeit, mit den Atomkernen zu experimentieren, ergab sich erst, als RUTHERFORD im Jahre 1919 die Umwandlung leichter Kerne durch Alphastrahlen beobachtet hatte, und in größerem Umfange, nachdem es COCKROFT und WALTON im Jahre 1932 gelungen war, durch künstlich beschleunigte Teilchen Kernumwandlungen herbeizuführen. Von entscheidender Bedeutung wurde die im gleichen Jahre erfolgte Entdeckung des *Neutrons* durch CHADWICK. Hierdurch war dem Kernphysiker ein neues, äußerst wirksames Mittel zur Herbeiführung von Kernprozessen in die Hand gegeben und gleichzeitig der Weg zum Verständnis des Aufbaus des Kernes freigegeben, denn das Neutron erwies sich als zweiter Baustein des Kernes neben dem bis dahin allein bekannten *Proton*. Hiermit begann die stürmische Entwicklung der Kernphysik, welche noch heute weit davon entfernt ist, abgeschlossen zu sein.

Ebenso wie die Physik der Elektronenhülle ist die Kernphysik nur auf der Grundlage der *Wellenmechanik* zu verstehen. Viele grundlegende Begriffe und Bezeichnungen der Kernphysik sind aus der Physik der Elektronenhülle übernommen worden. Aus diesem Grunde soll in den folgenden Abschnitten eine kurze Übersicht über die Physik der Elektronenhülle gegeben werden, soweit sie für die Kernphysik von Bedeutung ist.

2. Das Plancksche Wirkungsquantum

In seiner im Jahre 1900 veröffentlichten Ableitung des Gesetzes der Wärmestrahlung eines schwarzen Körpers wurde von MAX PLANCK die Annahme eingeführt, daß Oszillatoren ihre Energie mit dem Strahlungsfeld nur in ganzzahligen Vielfachen eines *Energiequants* austauschen, welches proportional der Frequenz des Oszillators ist. Die Proportionalitätskonstante hat nach neueren Messungen den Wert $h = 6{,}625 \cdot 10^{-27}$ erg · sec. Entsprechend ihrer Dimension (Energie mal Zeit) wird die Größe h als das *Plancksche Wirkungsquantum* bezeichnet. Das Auftreten der Energiequanten von der Größe $h\nu$ bei Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie wurde sehr bald durch eine Reihe von ganz verschiedenartigen experimentellen Ergebnissen bestätigt.

Trifft ultraviolettes Licht auf eine Metalloberfläche, so werden aus dieser Elektronen ausgelöst. Diese Erscheinung bezeichnet man als *Photoeffekt*. Die Geschwindigkeit dieser Elektronen kann man messen, indem man sie gegen ein elektrisches Feld anlaufen läßt. Die maximale Geschwindigkeit v der austretenden Elektronen ist gegeben durch die Gleichung

$$\frac{m}{2} v^2 = U_0 e\,,$$

wobei m die Masse des Elektrons, e seine Ladung und U_0 diejenige verzögernde Spannung bedeutet, bei welcher der auf die Auffangelektrode fallende Elektronenstrom gerade Null wird.

Im Gegensatz zu dem, was man nach der klassischen Physik hätte erwarten sollen, fand LENARD im Jahre 1902, daß diese maximale Geschwindigkeit unabhängig von der Intensität des Lichtes ist und nur abhängig von der Frequenz. Die experimentellen Ergebnisse werden nach EINSTEIN (1905) dargestellt durch die Gleichung

$$\frac{m}{2} v^2 = h\nu - W, \tag{1}$$

in welcher h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des Lichtes und W die Austrittsarbeit der Elektronen für das betreffende Metall bedeuten. Es ergibt sich insbesondere, daß für jedes Metall eine langwellige Grenze für den Photoeffekt in dem Sinne existiert, daß ein Photoeffekt nur auftritt, wenn die Wellenlänge des auffallenden Lichtes kürzer ist als diese Grenzwellenlänge. Die zugehörige Frequenz ν_g ergibt sich aus der Einsteinschen Gleichung (1) zu $h\nu_g = W$. Die Erklärung für dieses Verhalten ist offenbar, daß Licht der Frequenz ν an die im Metall vorhandenen Elektronen Energie nur im Betrage $h\nu$ abgeben kann und daß die kinetische Energie der Elektronen sich beim Austritt aus der Metalloberfläche um den Betrag der Austrittsarbeit W vermindert.

Beim Photoeffekt wird die Energie elektromagnetischer Strahlung in kinetische Energie von Elektronen umgewandelt. Der umgekehrte Vorgang tritt auf bei der Erzeugung von *Röntgenstrahlen.* Beschleunigt man Elektronen mit einer Spannung U und läßt sie auf eine feste Antikathode fallen, so entstehen Röntgenstrahlen, deren Spektrum neben der Eigenstrahlung der Antikathode ein kontinuierliches Spektrum mit einer scharfen Grenze nach der Seite der kurzen Wellen zeigt. Die durch das kontinuierliche Spektrum charakterisierte Röntgenstrahlung nennt man die *Röntgenbremsstrahlung*, weil sie bei der Bremsung der Elektronen in der Antikathode entsteht. Zahlreiche Versuche haben ergeben, daß die Frequenz ν_k der kurzwelligen Grenze des kontinuierlichen Spektrums genau proportional ist der Spannung, durch welche die Elektronen beschleunigt worden sind. Zahlenmäßig wird diese Beziehung ausgedrückt durch die Gleichung $h\nu_k = Ue$, wobei h wieder das Plancksche Wirkungsquantum bedeutet. Da Ue die kinetische Energie der auf die Antikathode auftreffenden Elektronen bedeutet, kann man das Ergebnis der Versuche folgendermaßen ausdrücken: Damit Strahlung von der Frequenz ν erzeugt werden kann, muß ein auf die Antikathode auftreffendes Elektron mindestens die kinetische Energie $h\nu$ besitzen.

Die am Photoeffekt und an der Röntgenbremsstrahlung beobachteten Gesetzmäßigkeiten führen also zu dem Schluß, daß *beim Energieaustausch* zwischen elektromagnetischer Strahlung der Frequenz ν und Elektronen *nur Energiebeträge von der Größe $h\nu$ umgesetzt werden.* Daß im Falle des Photoeffektes nur die maximale Energie der austretenden Elektronen und im Falle der Bremsstrahlung nur die kurzwellige Grenze des Spektrums in die Quantengleichung eingeht, hat seinen Grund darin, daß in beiden Fällen die Mehrzahl der Elektronen beim Durchgang durch das Metall zusätzliche Energieverluste erleidet.

3. Der Compton-Effekt

Eine elektromagnetische Welle, welche senkrecht auf eine spiegelnde Oberfläche auftrifft, übt auf diese einen Druck aus: den Strahlungsdruck. Da jede Kraft gleichwertig ist einem bestimmten pro Zeiteinheit zugeführten Impuls, muß daher der fortschreitenden Welle ein *Impuls* zugeschrieben werden. Die Größe des Impulses pro sec und cm² muß gleich der Hälfte des Strahlungsdruckes sein, da die Welle bei der Reflexion ihre Fortpflanzungsrichtung umkehrt, ihr Impuls sich also um das Doppelte seines Betrages ändert. Aus der elektrodynamischen Theorie des Strahlungsdruckes ergibt sich auf diese Weise, daß zu einer durch eine Welle mitgeführten Energie E der Impuls $\frac{E}{c}$ gehört, wobei c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Einem Energiequantum $h\nu$ haben wir daher den Impuls $\frac{h\nu}{c}$ zuzuschreiben.

Daß tatsächlich jedem einzelnen Lichtquant dieser Impuls zuzuschreiben ist, zeigt der von A. H. Compton im Jahre 1923 entdeckte und nach ihm benannte Effekt. Wird kurzwelliges Licht an einem freien Elektron gestreut, so bedeutet dies, daß jedes Lichtquant dabei seine Richtung und damit seinen Impuls ändert. Da nach dem Impulssatz der gesamte Impuls konstant bleiben muß, wird nach dem Streuvorgang das streuende Elektron eine solche Geschwindigkeit haben, daß sein Impuls gerade entgegengesetzt gleich der Änderung des Impulses des gestreuten Lichtquants ist. Da das Elektron hierbei auch kinetische Energie erhält, muß die Energie der Strahlung um diesen Betrag abnehmen. Handelt es sich dabei um Lichtquanten im Sinne der Planckschen Hypothese, so muß, da die Energie kleiner wird, auch *die Frequenz bei der Streuung kleiner werden.* Dies ist nun in der Tat der Fall. Wir berechnen die zu erwartende Frequenzänderung, indem wir annehmen, daß ein Quant gestreut wird und dabei seine Fortpflanzungsrichtung ändert. In Abb. 1 trifft ein Quant mit der Energie $h\nu_0$ auf ein ruhendes Elektron. Nach der Streuung ist seine Richtung um einen Winkel φ verändert. Gleichzeitig hat das Elektron eine Geschwindigkeit bekommen, deren Richtung einen Winkel ϑ mit der ursprünglichen Strahlrichtung bildet. Ist nach der Streuung die Frequenz des Lichtquantums ν und der Betrag der Geschwindigkeit des Elektrons v, so gilt nach dem Energiesatz

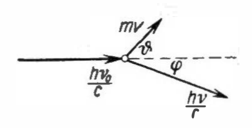


Abb. 1. Zur Anwendung von Impuls- und Energiesatz auf die Streuung eines Lichtquants an einem freien Elektron

$$h\nu_0 = h\nu + \frac{m}{2}v^2.$$

Ferner gilt nach dem Impulssatz für die beiden Komponenten des Impulses in der ursprünglichen Richtung und senkrecht dazu

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c}\cos\varphi + m v \cos\vartheta,$$

$$0 = \frac{h\nu}{c}\sin\varphi + m v \sin\vartheta.$$

Durch Elimination von v und ϑ erhält man

$$h\nu_0 = h\nu + \frac{h^2}{2mc^2}(\nu_0^2 + \nu^2 - 2\nu_0\nu\cos\varphi).$$

Für die Frequenzdifferenz $\Delta\nu = \nu_0 - \nu$ ergibt sich unter der Voraussetzung, daß $\Delta\nu$ sehr klein ist gegen ν_0,

$$\Delta\nu = \frac{h\nu_0^2}{mc^2}(1 - \cos\varphi) = \frac{2h\nu_0^2}{mc^2}\sin^2\frac{\varphi}{2}.$$

Die zugehörige Wellenlängenänderung ist

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{mc}\sin^2\frac{\varphi}{2}. \tag{2}$$

Sie ergibt sich also unabhängig von ν_0. Die Größe $\frac{h}{mc} = 2{,}426 \cdot 10^{-10}$ cm nennt man die *Compton-Wellenlänge* des Elektrons. Die Gleichung (2) erweist sich als streng gültig für beliebige Werte von ν_0, wenn bei der Ableitung von den relativistischen Ausdrücken für Energie und Impuls des Elektrons ausgegangen wird. Versuche über die Streuung von monochromatischen Röntgenstrahlen an leichten Stoffen haben ergeben, daß wirklich in der gestreuten Strahlung eine nach längeren Wellen verschobene Linie auftritt, wobei der Betrag der Verschiebung und ihre Abhängigkeit vom Streuwinkel genau den obigen Gleichungen entsprechen. Der Vorgang der Streuung kann also als elastischer Zusammenstoß zwischen einem Lichtquant und einem Elektron aufgefaßt werden. Um den korpuskularen Charakter des Lichtquants hervorzuheben, benutzt man für dieses auch die Bezeichnung *Photon*. Die korpuskularen Eigenschaften des Photons treten um so mehr hervor, je kurzwelliger, also je energiereicher es ist. Während im Gebiet der Röntgenstrahlen die Energie des Compton-Elektrons nur einen sehr geringen Bruchteil der Energie des Photons ausmacht, kann im Gebiete der in der Kernphysik vorkommenden sehr energiereichen Photonen die kinetische Energie des Elektrons sehr hohe Werte annehmen.

4. Die Wellenmechanik

De Broglie hat im Jahre 1924 die Vermutung ausgesprochen, daß ebenso, wie das Licht sich in gewisser Beziehung wie eine Wellenstrahlung, in anderer wie korpuskulare Strahlung verhält, auch Korpuskularstrahlen in gewissen Beziehungen sich wie *Wellen* verhalten sollten. Indem er für den Impuls eines Teilchens ebenso wie für die Lichtquanten den Wert $\frac{h\nu}{c}$ einsetzte, erhielt er

$$mv = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda},$$

also

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \tag{3}$$

Diese Vermutung wurde durch die Entdeckung der *Elektroneninterferenzen* in überraschender Weise bestätigt. Abb. 2 zeigt zum Vergleich zwei Interferenzbilder, welche an einer dünnen Silberfolie erhalten sind, rechts in der üblichen Weise durch einen Röntgenstrahl mit einer Wellenlänge von 1,4 Ångström (1 Å = 10^{-8} cm) und links durch einen Elektronenstrahl, dessen Elektronen durch eine Spannung von 36 kV beschleunigt worden sind. Für die Wellenlänge des Elektronenstrahls ergibt sich aus der de-Broglie-Beziehung der Wert 0,06 Å. Die beobachteten Interferenzen entsprechen genau dieser Wellenlänge.

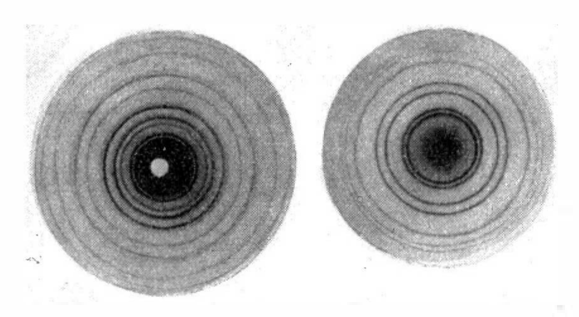


Abb. 2. Vergleich von Elektronenstrahlbeugung *(a)* und Röntgenstrahlbeugung *(b)* an einer dünnen Silberfolie (nach Mark und Wierl)

Der Wellencharakter von korpuskularen Strahlen ist nicht nur bei Elektronen, sondern auch an Neutronen und sogar an Atomstrahlen durch entsprechende Beugungsversuche nachgewiesen worden.

Da vom Standpunkt der klassischen Physik aus eine Strahlung nur entweder eine Wellenstrahlung oder eine Korpuskularstrahlung sein kann, reichen die Begriffe der klassischen Mechanik zur Beschreibung des wirklichen Verhaltens der Teilchen nicht aus. Die klassische Mechanik mußte daher durch eine neue, die sog. *Wellenmechanik*, ersetzt werden. Ihre Grundlage ist die von SCHRÖDINGER im Jahre 1926 aufgestellte und nach ihm benannte Differentialgleichung für stationäre Vorgänge

$$\Delta \Psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - U)\Psi = 0\,. \tag{4}$$

Hierin bedeuten E die Gesamtenergie des Teilchens und U seine potentielle Energie.

Die als *Wellenfunktion* bezeichnete komplexe Größe Ψ hat keine unmittelbar anschauliche Bedeutung. Ist Ψ^* die zugehörige konjugiert komplexe Größe, so bedeutet die Größe $\Psi\Psi^*\,dx\,dy\,dz$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Teilchen im Volumen $dx\,dy\,dz$ an der Stelle x, y, z angetroffen wird.

Der Wellencharakter der Teilchenbewegung bringt es mit sich, daß die Bewegung eines einzelnen Teilchens nicht durch eine Bahn beschrieben werden kann, für welche an jedem Punkte bestimmte Werte der Ortskoordinaten und des Impulses angegeben werden können. Eine gleichzeitige Bestimmung beider Größen mit beliebiger Genauigkeit ist nicht möglich, vielmehr besteht zwischen den Genauig-

keiten Δx und Δp, mit welchen Ort und Impuls angegeben werden können, die *Heisenbergsche Unbestimmtheitsrelation*

$$\Delta x \, \Delta p \geqq \frac{h}{4\pi}.$$

Eine gleichartige Beziehung besteht für die gleichzeitige Bestimmung von Energie und Zeit:

$$\Delta E \, \Delta t \geqq \frac{h}{4\pi}.$$

So kann z. B. die Energie eines stationären Zustandes eines Atoms um so genauer angegeben werden, je größer die Lebensdauer des Atoms in diesem Zustande ist.

II. Die Elektronenhülle des Atoms

5. Die Serienspektren

Die wichtigste Grundlage für die Aufklärung der Physik der Elektronenhülle haben die Linienspektren der Atome geliefert. Es ist seit langem bekannt, daß sich diese für die verschiedenen Elemente charakteristischen Spektren in sog. *Serien* zerlegen lassen. Die *Wellenzahlen* ν^*, d.h. die reziproken Werte der Wellenlänge λ, sämtlicher Linien eines solchen Spektrums lassen sich zurückführen auf eine oder mehrere Reihen von diskreten Größen T_m, welche als *Terme* bezeichnet werden, und zwar gilt für jede beobachtete Linie die Gleichung

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = T_m - T_n. \tag{5}$$

Jede Wellenzahl ist also gleich der Differenz zweier Termwerte. Eine Serie ist gekennzeichnet durch eine Reihe von Wellenzahlen, welche sich ergibt, wenn für T_m ein bestimmter Termwert und für T_n der Reihe nach die Termwerte einer Termreihe eingesetzt werden. Als Beispiel ist in Abb. 3 das Termschema des Quecksilbers dargestellt. In diesem Schema sind die einzelnen Terme durch kurze horizontale Striche dargestellt, deren Abstand von der oberen Begrenzung entsprechend der rechts angeschriebenen Skala den zahlenmäßigen Wert des Terms angibt. Die an die Terme angeschriebenen Bezeichnungen sind die in der Spektroskopie üblichen, auf ihre quantentheoretische Bedeutung wird später eingegangen. Die schrägen Verbindungslinien, welche jedesmal zwei Terme verbinden, bedeuten, daß eine Spektrallinie existiert, deren Wellenzahl gleich der Differenz dieser beiden Termwerte ist. Die Wellenlänge der betreffenden Linie ist jedesmal angeschrieben, und zwar in Ångström. Nur die stärksten Linien des Quecksilberspektrums sind eingezeichnet.

Der durch dieses Schema dargestellte empirische Tatbestand ist von Bohr im Jahre 1913 im Sinne der *Quantentheorie* gedeutet worden. Multiplizieren wir Gleichung (5) mit hc, so erhalten wir

$$\frac{hc}{\lambda} = h\nu = hc\,T_m - hc\,T_n\,;$$

$h\nu$ ist der bei der Ausstrahlung der Frequenz ν abgegebene Energiebetrag, also die Änderung der Energie des Atoms bei dem Emissionsvorgang. Fassen wir dementsprechend die Größen hcT_m bzw. hcT_n als die Werte der Energie des Atoms vor bzw. nach der Emission des Lichtquantums auf, so können wir mit Bohr die

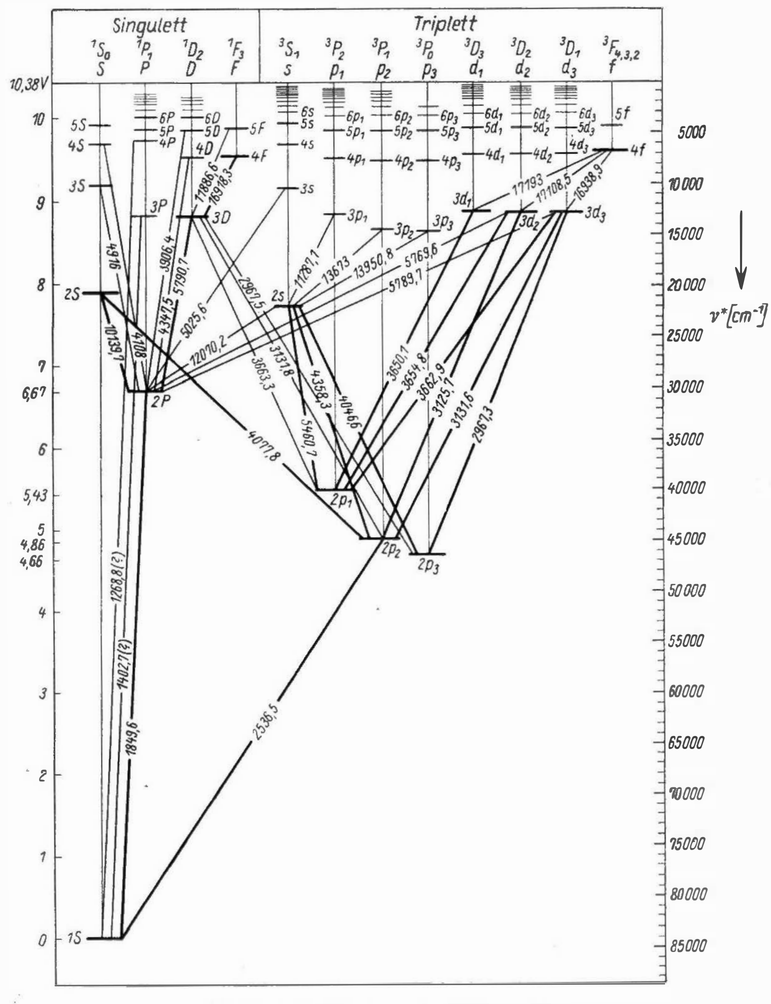


Abb. 3. Termschema des Quecksilberspektrums

Gesamtstruktur der Serienspektren verstehen, indem wir annehmen, daß das Atom nicht in Zuständen beliebiger Energie existieren kann, sondern nur in einer Reihe von bestimmten *stationären Zuständen*, deren Energie durch die mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Lichtgeschwindigkeit c multiplizierten Termwerte gegeben ist.

Wenn die Emission einer Spektrallinie bei einem Übergang von höherer zu niedrigerer Energie erfolgt, so muß umgekehrt die Absorption mit dem Übergang aus einem Zustand niedriger in einen Zustand höherer Energie verbunden sein. Die Erfahrung zeigt, daß Absorptionslinien nur solche Linien sind, deren einer Term der größte aller vorhandenen Terme ist (im Falle des Quecksilbers der in der Abb. 3 mit $1\,S$ bezeichnete Term). Daraus folgt, daß dieser Zustand der Zustand niedrigster Energie ist, also der *Normalzustand* des Atoms. Die Energie des Atoms in den stationären Zuständen ist also gleich den negativen Werten der mit hc multiplizierten Terme. Aus diesem Grunde sind in Abb. 3 die Termwerte von oben nach unten aufgetragen, so daß die Höhe der einzelnen Terme über dem Grundterm der Energie der zugehörigen stationären Zustände proportional ist. Im Gegensatz zum Normalzustand bezeichnet man die zu den höheren Termen gehörigen als *angeregte Zustände*. Von einzelnen Ausnahmen abgesehen (metastabile Zustände), sind diese angeregten Zustände instabil. Das Atom geht aus ihnen nach kurzer Zeit unter Emission einer Spektrallinie in einen Zustand niedrigerer Energie über.

Aus der Abb. 3 ist ersichtlich, daß sämtliche Termreihen nach oben hin gegen einen bestimmten Grenzwert konvergieren. Zustände, bezogen auf den Normalzustand höherer Energie, gibt es nicht. Dies wird dadurch erklärt, daß bei Zuführung noch höherer Energie, ein Elektron aus dem Verband des Atoms losgelöst wird, daß also Ionisierung eintritt. Die dafür notwendige Arbeit nennt man die *Ionisierungsarbeit*. Sie ist also unmittelbar aus dem Termschema abzulesen.

6. Der Energieaustausch bei Stößen zwischen Elektronen und Atomen

Bisher sind die stationären Zustände des Atoms nur mit der Emission oder Absorption von Strahlung in Verbindung gebracht worden. Der Übergang eines Atoms aus seinem Normalzustand in einen angeregten Zustand kann aber auch dadurch hervorgerufen werden, daß das Atom von einem bewegten Teilchen getroffen wird. Ein solcher Vorgang kann als elastischer oder als unelastischer Stoß verlaufen. Unter einem *elastischen Stoß* versteht man einen solchen, bei welchem die vor dem Stoß vorhandene gesamte kinetische Energie der beiden Stoßpartner sich nach dem Stoß wieder als kinetische Energie vorfindet. Beim *unelastischen Stoß* dagegen ist die gesamte kinetische Energie nach dem Stoß um einen gewissen Betrag kleiner, welchen man als den Energieverlust beim unelastischen Stoß bezeichnet.

Für die Physik der Elektronenhülle ist der wichtigste und am gründlichsten untersuchte Stoßvorgang der *Elektronenstoß*. Zur Untersuchung des Energieaustau-

sches bei Zusammenstößen zwischen Elektronen und Atomen stellt man sich ein Bündel von Elektronen bekannter Energie her, indem man die von einer Glühkathode ausgehenden Elektronen durch eine bekannte Spannung beschleunigt. Man läßt diese Elektronen ein einatomiges Gas von geeignetem Druck durchlaufen und mißt mittels elektrischer Gegenfelder oder magnetischer Ablenkung die kinetische Energie, welche die Elektronen nach den Zusammenstößen mit den Atomen besitzen. Außerdem beobachtet man die Erscheinungen, welche gegebenenfalls als Folge der Zusammenstöße auftreten, wie z. B. die Emission bestimmter Spektrallinien oder das Auftreten bestimmter Arten von Ionen. Elektronen, welche beim Zusammenstoß nur ihre Richtung, nicht aber ihre kinetische Energie geändert haben, haben elastische Zusammenstöße erlitten; denn wegen ihrer im Vergleich zur Atommasse sehr kleinen Masse ändert sich ihre kinetische Energie beim elastischen Stoß praktisch nicht. Wird aber ein Energieverlust beobachtet, so hat ein unelastischer Stoß stattgefunden. In diesem Falle muß der als Energieverlust fehlende Energiebetrag benutzt worden sein, um das Atom aus seinem Normalzustand in einen Zustand höherer Energie zu überführen.

Es ergibt sich hier also eine Möglichkeit, die von dem Atom aufgenommenen Energiebeträge direkt zu messen. Ist die Bohrsche Vorstellung von den stationären Zuständen richtig, so können dies nicht beliebige Beträge sein, sondern nur solche, welche dem Übergang des Atoms aus seinem Normalzustand in einen der höheren stationären Zustände entsprechen. Da die Terme nichts anderes sind als die durch hc dividierten Werte der Energie des Atoms in den verschiedenen stationären Zuständen, so können wir die möglichen Energieverluste ohne weiteres aus dem Termschema ablesen. Um das Atom aus seinem Normalzustand in einen bestimmten angeregten Zustand überführen zu können, muß das stoßende Elektron eine kinetische Energie haben, welche mindestens gleich ist der Differenz der zu den beiden Zuständen gehörigen Terme, multipliziert mit hc. Diesen Betrag nennt man die *Anregungsarbeit* für den betreffenden angeregten Zustand. Die Spannung, mit welcher ein Elektron beschleunigt werden muß, damit seine kinetische Energie gleich dieser Anregungsarbeit ist, nennt man die *Anregungsspannung* für den betreffenden Zustand.

Die kinetische Energie der Elektronen ist entsprechend der Gleichung $\frac{m}{2} v^2 = U e$ in der Regel durch die Spannung bestimmt, welche die Elektronen bei ihrer Beschleunigung durchlaufen haben. Es ist daher üblich, für die kinetische Energie von Elektronen eine Energieeinheit zu benutzen, in welcher die Energie zahlenmäßig gleich der beschleunigenden Spannung in Volt ist. Diese *Elektronenvolt* (abgekürzt eV) benannte Einheit ist gleich der kinetischen Energie eines Elektrons, welches durch eine Spannung von 1 V beschleunigt worden ist. Ihre Größe ergibt sich durch Multiplikation des elektrischen Elementarquantums mit der Spannung von 1 V zu

$$1\,\text{eV} = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\,\text{Wsec} = 1{,}602 \cdot 10^{-12}\,\text{erg}.$$

In Abb. 3 ist auf der linken Seite eine Skala angebracht, an welcher man die Energieunterschiede gegenüber dem Normalzustand in Elektronenvolt ablesen

kann. Die Spannung, mit welcher ein Elektron beschleunigt werden muß, damit es durch Stoß die Emission einer bestimmten Spektrallinie hervorrufen kann, nennt man die Anregungsspannung für diese Linie; sie ist natürlich bestimmt durch die Anregungsarbeit des oberen Terms der betreffenden Linie.
Die Ergebnisse der Elektronenstoßversuche haben diese Erwartungen und damit die Deutung der Termwerte als Maß für die Energie der stationären Zustände vollauf bestätigt. Z.B. werden Elektronen, deren Energie kleiner ist als 4,66 eV, an Quecksilberatomen völlig elastisch reflektiert. Bei höherer kinetischer Energie dagegen treten unelastische Stöße auf, bei denen der Energieverlust in jedem Falle der Differenz zwischen dem Grundterm und einem höheren Term entspricht. Auch die gemessenen Anregungsspannungen für die einzelnen Spektrallinien stimmen genau mit den aus Abb. 3 abzulesenden Werten überein.
Ebenso wie bei den Elektronenstoßversuchen ist bei allen Versuchen mit schnellen Teilchen, welche durch elektrische Felder beschleunigt werden, die kinetische Energie des Teilchens gegeben durch die Größe Ue, wobei e die Ladung und U die vom Teilchen durchlaufene Spannung bedeuten. Es ist daher üblich, die Einheit Elektronenvolt allgemein als Einheit für die Energie schneller Teilchen zu benutzen, und zwar auch in solchen Fällen, in denen die Teilchen ihre kinetische Energie nicht durch ein elektrisches Feld erhalten haben, wie z.B. bei α- und β-Strahlen. Auch für die Angabe der Energie kurzwelliger Photonen (γ-Strahlen) wird das Elektronenvolt benutzt. In der Physik der Elektronenhülle und in der Chemie spielen im allgemeinen Energiebeträge in der Größenordnung von einigen Elektronenvolt eine Rolle, in der Kernphysik dagegen solche von der Größenordnung Mega-Elektronenvolt (1 MeV $= 10^6$ eV).

7. Der Wirkungsquerschnitt

Hat ein Elektron genügend Energie, um beim Zusammenstoß mit einem Atom dieses in einen bestimmten angeregten Zustand zu versetzen, so wird dies trotzdem nicht in jedem Falle eintreten, sondern nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, die man als *Anregungswahrscheinlichkeit* bezeichnen kann. Diese Anregungswahrscheinlichkeit hängt von der kinetischen Energie des Elektrons ab. Sie ist Null, solange die kinetische Energie des Elektrons kleiner ist als die Anregungsarbeit des betreffenden Zustandes, und wächst nach Überschreiten dieser Grenze meist schnell zu einem Maximum an, um bei großen Elektronenenergien wieder abzunehmen. Die so definierte Anregungswahrscheinlichkeit ist indessen zur quantitativen Beschreibung des Stoßvorganges nicht geeignet, besonders nicht im Gebiete hoher Elektronenenergien, da dann das Elektron mit großer Wahrscheinlichkeit die Elektronenhülle des Atoms ohne merkliche Wechselwirkung durchdringt, so daß der Begriff des Zusammenstoßes nicht mehr scharf definiert ist. Man verwendet daher eine andere Größe, welche unmittelbar die Häufigkeit angibt, mit welcher eine bestimmte Wirkung, z.B. die Anregung eines bestimmten Zustandes, auftritt, wenn ein Bündel von Elektronen einen Raum durchsetzt,

in welchem sich Atome befinden. Lassen wir N Elektronen in der x-Richtung in einem Raum, welcher n Atome pro cm³ unregelmäßig verteilt enthält, einen kurzen Weg dx zurücklegen, so wird der Bruchteil $\frac{dN}{N}$ dieser Elektronen, welcher durch Wechselwirkung mit den Atomen eine bestimmte Wirkung hervorruft, proportional sein der Zahl der im cm³ enthaltenen Atome und der Länge des durchlaufenen Weges, also

$$\frac{dN}{N} = \sigma n\, dx\,. \tag{6}$$

Aus der Dimension von n ergibt sich für die Proportionalitätskonstante σ die Dimension einer Fläche; man bezeichnet σ daher als den *Wirkungsquerschnitt*. Für jede mögliche Wirkung des Elektronenstoßes, z.B. elastischen Stoß, Anregung eines bestimmten Zustandes oder Ionisierung, ist auf diese Weise ein entsprechender Wirkungsquerschnitt definiert. Bezeichnen wir die verschiedenen möglichen Wirkungen mit den Indizes von 1 bis m und nennen wir dN_1, $dN_2, \ldots, dN_m$ die Häufigkeiten, mit welchen sie einzeln auftreten, wenn N Elektronen die Strecke dx in dem mit n Atomen pro cm³ erfüllten Raum zurücklegen, so gilt

$$\begin{aligned} dN_1 &= \sigma_1 N n\, dx\,, \\ dN_2 &= \sigma_2 N n\, dx\,, \\ &\vdots \\ dN_m &= \sigma_m N n\, dx\,. \end{aligned}$$

Die Gesamtzahl aller mit Atomen in Wechselwirkung tretenden Elektronen ist daher

$$dN = \sum_1^m \sigma_\nu N n\, dx = \sigma_T N n\, dx\,.$$

Die Größe

$$\sigma_T = \sum_1^m \sigma_\nu$$

nennt man den ***totalen Wirkungsquerschnitt*** des Atoms. Er ist ebenso wie die Einzelwirkungsquerschnitte eine Funktion der kinetischen Energie der Elektronen. Für langsame Elektronen ist er von der Größenordnung des gaskinetischen Querschnittes des Atoms, für hohe Elektronenenergie nimmt er jedoch stark ab.

In der Kernphysik wird der Begriff Wirkungsquerschnitt in genau demselben Sinne gebraucht. Die stoßenden Teilchen sind hier außer schnellen Elektronen (β-Strahlen) auch Protonen, α-Teilchen oder andere Atomkerne sowie Neutronen, γ-Quanten und andere energiereiche Teilchen. Den elastischen und unelastischen Zusammenstößen der Elektronen entsprechen hier die elastische und unelastische Streuung. Als Folge der Stöße kann außer der Streuung eine ganze Reihe verschiedener Wirkungen auftreten, z. B. die Anlagerung des stoßenden Teilchens an den getroffenen Kern, eine Umwandlung des Kernes oder auch eine Kernspaltung. Dementsprechend spricht man von *Streuquerschnitt*, *Anlagerungs-* oder *Einfangquerschnitt*, *Umwandlungs-* und *Spaltquerschnitt*. In Fällen, in welchen

es auf bestimmte Werte eines Parameters ankommt – wie z.B. die Energie des Teilchens nach dem Stoß oder den Winkel, unter welchem das Teilchen gestreut wird –, benutzt man den sog. *differentiellen Wirkungsquerschnitt.* Z.B. wird die Häufigkeit, mit welcher eine Streuung in eine bestimmte, durch Ablenkungswinkel ϑ und Azimut φ bestimmte Richtung innerhalb des Raumwinkelelements $d\Omega = \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi$ erfolgt, bestimmt durch den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\vartheta, \varphi)\, d\Omega$. Der auf die Einheit des räumlichen Winkels bezogene differentielle Streuquerschnitt $\sigma(\vartheta, \varphi)$ ist eine Funktion nicht nur der Energie des stoßenden Teilchens, sondern im allgemeinen Fall auch von ϑ und φ, meistens allerdings nur von ϑ.
Während für langsame Elektronen der totale Wirkungsquerschnitt von der Größenordnung des geometrischen Querschnittes der Elektronenhülle, also 10^{-16} cm², ist, liegen die totalen Wirkungsquerschnitte in der Kernphysik meist in der Größenordnung von 10^{-24} cm². Man benutzt daher in der Kernphysik als Einheit des Wirkungsquerschnittes die Größe 1 barn = 10^{-24} cm².
Gelegentlich benutzt man auch in der Physik der schnellen Teilchen den aus der Gastheorie bekannten Begriff der *mittleren freien Weglänge.* Hierunter versteht man die mittlere Länge des Weges, welchen ein Teilchen beim Durchlaufen eines Stoffes ohne Wechselwirkung mit den Atomen zurücklegt. Wie man leicht zeigen kann, ist die mittlere freie Weglänge

$$\lambda = \frac{1}{n\,\sigma_T}\,. \tag{7}$$

8. Das Wasserstoffatom

Das Auftreten diskreter stationärer Zustände der Atome wird durch die Wellenmechanik erklärt. Wie wir gesehen haben, beschreibt diese die Bewegung freier Elektronen durch im Raum fortschreitende Wellen. Das Verhalten eines gebundenen Elektrons, welches sich stets nur in der Nähe des Atomkernes aufhält, muß dagegen durch eine Lösung der Schrödinger-Gleichung (4) dargestellt werden, bei welcher die Größe $\Psi\Psi^*$, also die Wahrscheinlichkeit, das Elektron an einem bestimmten Punkte anzutreffen, nur in der Nähe des Atomkernes von Null verschieden ist. Solche Lösungen der Schrödinger-Gleichung stellen nicht mehr fortschreitende Wellen dar, sondern stehende Schwingungen, welche etwa mit den elastischen Schwingungen eines festen Körpers oder den elektrischen Schwingungen im Innern eines Hohlraumresonators zu vergleichen sind. Ähnlich wie in diesen Fällen gibt es eine Grundschwingung und eine dreifache Mannigfaltigkeit von Oberschwingungen, welche verschiedenen stationären Zuständen dieses Systems entsprechen und durch ganzzahlige Werte von drei Parametern n, l und m charakterisiert sind. Diese Zahlen werden als *Quantenzahlen* bezeichnet, und zwar nennt man n die *Hauptquantenzahl*, l die *innere* oder *Drehimpulsquantenzahl* und m die *magnetische Quantenzahl.* n kann alle ganzzahligen Werte von 1 bis ∞ annehmen, l alle ganzzahligen Werte von 0 bis $n - 1$ und m alle ganzzahligen Werte von $-l$ bis $+l$. Zu jeder möglichen, durch bestimmte Werte von n, l und m bestimmten

Lösung der Schrödinger-Gleichung gehört ein *bestimmter* Wert der Energie des Elektrons. Auf diese Weise erklärt die Wellenmechanik das Auftreten der diskreten stationären Zustände, wie sie aus der Termstruktur der Spektren erschlossen worden sind. Darüber hinaus aber ermöglicht sie – wenigstens in einfachen Fällen –, die zu diesen Zuständen gehörigen Energiewerte und damit die Werte der Terme zu berechnen.

Im einfachsten Falle des aus einem positiven Kern und einem einzelnen Elektron bestehenden Systems, also z.B. dem des Wasserstoffatoms, ergibt sich bei Abwesenheit eines magnetischen Feldes die Energie des Atoms unabhängig von den Quantenzahlen l und m umgekehrt proportional n^2 in Übereinstimmung mit der lange bekannten Tatsache, daß sich alle bekannten Spektren des Wasserstoffatoms durch die Formel

$$\nu^* = R\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) \tag{8}$$

darstellen lassen, wobei für k die Werte 1, 2, 3 und 4 und für n jeweils alle positiven Zahlen größer als k einzusetzen sind. R wird als die *Rydberg-Konstante* bezeichnet.

Der große Erfolg der Wellenmechanik besteht aber vor allem darin, daß sie den absoluten Wert der Konstanten R aus allgemeinen Konstanten zu berechnen gestattet. Für ein aus einem positiv geladenen schweren Kern und einem Elektron bestehendes System ergibt sie die Wellenzahlen

$$\nu^* = R\,Z^2\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

mit

$$R = \frac{2\,\pi^2 m\,e^4}{h^3 c}. \tag{9}$$

Hierin bedeuten e die Ladung und m die Masse des Elektrons, Z die Zahl der positiven Elementarladungen im Kern, h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit. Berücksichtigt man die Mitbewegung des Atomkernes, indem man m durch die *reduzierte Masse*

$$m_r = \frac{m}{1 + \frac{m}{M}} \tag{10}$$

ersetzt (M Masse des Kernes), so erhält man mit der sehr großen Genauigkeit, mit welcher die in die Gleichung eingehenden Größen bekannt sind, eine exakte Übereinstimmung mit den Messungen für die verschiedenen Spektren des Wasserstoffatoms sowie mit $Z = 2$ für das Spektrum des einfach ionisierten Heliums und mit $Z = 3$ für das des doppelt ionisierten Lithiums.

Gleichung (9) ist von Bohr schon im Jahre 1913, also lange vor der Entwicklung der Wellenmechanik, abgeleitet worden. Sie ist das Ergebnis der ursprünglichen Bohrschen Theorie des Wasserstoffatoms, welche der Ausgangspunkt für die gesamte Atomtheorie geworden ist. In dieser ursprünglichen Theorie werden die Elektronen noch als Teilchen behandelt, welche den Atomkern auf *kreisförmigen Bahnen* umkreisen. Die stationären Zustände werden durch die Annahme ein-

geführt, daß nur solche Elektronenbewegungen möglich sein sollen, in denen der Betrag des Drehimpulses des umlaufenden Elektrons ein ganzzahliges Vielfaches der Größe $\frac{h}{2\pi}$ ist.

Als *Radius der ersten Bohrschen Bahn* ergibt sich für das Wasserstoffatom

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} = 0{,}529 \cdot 10^{-8}\,\text{cm}.$$

In der Wellenmechanik verliert diese Größe zwar ihre physikalische Bedeutung als Radius einer Bahn, sie spielt aber unabhängig davon als elementare Längeneinheit bei atomaren Vorgängen eine Rolle.

Durch Einführung von *Ellipsenbahnen* und Anwendung der *Relativitätstheorie* gelang es SOMMERFELD im Jahre 1915, die Bohrsche Theorie so zu erweitern, daß sie auch die *Feinstruktur der Wasserstofflinien* erklärt. In diesem Zusammenhang spielt eine aus den elementaren Größen zusammengesetzte dimensionslose Konstante eine Rolle, die *Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante*

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{h c} = \frac{1}{137{,}03},$$

welcher man auch in anderem Zusammenhang in der Quantentheorie häufig begegnet.

9. Atome mit mehreren Elektronen

Beim Übergang zu schwereren Atomen mit größerer Kernladung und einer größeren Zahl von Elektronen werden die Verhältnisse verwickelter, da das auf ein Elektron wirkende elektrische Feld nicht mehr allein durch die Kernladung, sondern auch durch die Ladungen der übrigen Elektronen bestimmt wird. Nur für die dem Kern nächsten, am festesten gebundenen Elektronen kann in erster Näherung die Wirkung der übrigen Elektronen vernachlässigt werden, weil diese sich in größerer Entfernung vom Kern befinden und ihre Ladungen annähernd kugelsymmetrisch verteilt sind. Für die erste Linie des von diesen inneren Elektronen ausgesandten Röntgenspektrums, der sog. *K-Serie*, müßte sich also die Wellenzahl $\nu^* = \frac{3}{4} R Z^2$ ergeben. Tatsächlich fand MOSELEY im Jahre 1913, daß für die K_α-Linien der Elemente annähernd die Gesetzmäßigkeit

$$\nu^* = a R (Z - 1)^2 \tag{11}$$

gilt, wobei Z jetzt die *Ordnungszahl* im Periodischen System bedeutet und a zwischen $\frac{3}{4}$ und 1 liegt. Aus der Übereinstimmung beider Gleichungen wurde geschlossen, daß die Ordnungszahl im Periodischen System nichts anderes bedeutet als die *Kernladungszahl* für das betreffende Element. Daß in der Moseleyschen Formel $Z - 1$ steht statt Z, erklärt sich durch die Abschirmung eines Teiles der Kernladung durch die übrigen Elektronen.

Abb. 4 zeigt das sog. *Moseley-Diagramm*, in welchem die Größe $\sqrt{\frac{\nu^*}{R}}$ für die Linien der K-Serie als Funktion der Ordnungszahl im Periodischen System aufgetragen

ist. Wenn auch die Moseleysche Beziehung nicht exakt gilt, so ermöglicht sie doch, wie die Abbildung zeigt, eine eindeutige Bestimmung der Kernladungszahl, sofern das Röntgenspektrum eines Elementes bekannt ist. Wegen der Übereinstimmung von Kernladungszahl und Ordnungszahl im Periodischen System ist die Kernladungszahl eines Atoms ebenfalls bekannt, sofern aus seinem chemischen Verhalten sein Platz im Periodischen System der Elemente erschlossen werden kann.

In der ursprünglichen Wellenmechanik wird das Elektron als ein Teilchen behandelt, dessen Verhalten allein durch seine Ladung und seine Masse bestimmt

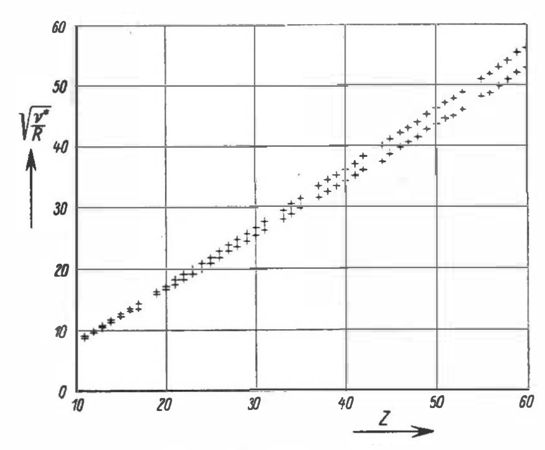


Abb. 4. Moseley-Diagramm

ist. In Wirklichkeit hat das Elektron außerdem einen *Drehimpuls* und ein *magnetisches Moment.* Diesen Eigendrehimpuls bezeichnet man als *Spin,* um ihn von dem Drehimpuls zu unterscheiden, welchen das Elektron vermöge seiner Bewegung um den Kern besitzt. Die Größe dieses *Bahndrehimpulses* ist durch die Quantenzahl l bestimmt, und zwar ist die maximale beobachtbare Komponente dieses Drehimpulses gleich $l \frac{h}{2\pi}$ (anstelle von $\frac{h}{2\pi}$ schreibt man oft zur Abkürzung $\hbar$).

Um die Spektren der Atome mit mehr als einem Elektron zu verstehen, muß der Einfluß des Spins berücksichtigt werden. Das geschieht durch Einführung einer neuen Quantenzahl, der *Spinquantenzahl s,* welche für ein einzelnes Elektron die Werte $+\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{2}$ annehmen kann. Diesen Werten entsprechen zwei entgegengesetzte Richtungen des Elektronenspins.

Die komplizierte Struktur der Spektren, an deren Emission mehrere Elektronen beteiligt sind, ergibt sich aus der Tatsache, daß die Energie eines stationären Zustandes und damit der Wert jedes Terms durch die Werte der Quantenzahlen n, l und s für alle beteiligten Elektronen bestimmt ist (die Quantenzahl m bleibt ohne Einfluß, solange kein äußeres Feld vorhanden ist). Die Ordnung wird in den

meisten Fällen wesentlich dadurch erleichtert, daß zwischen den Bahndrehimpulsen der verschiedenen Elektronen unter sich und ebenso zwischen den Eigendrehimpulsen der Elektronen unter sich eine enge Kopplung besteht. Infolgedessen können die Bahndrehimpulse sämtlicher Elektronen durch vektorielle Addition zu einem *Gesamtbahndrehimpuls* zusammengefaßt werden und ebenso die Eigendrehimpulse zu einem *Gesamtspin*. Der Gesamtbahndrehimpuls wird durch eine *Quantenzahl* L bestimmt, der Gesamtspin *durch eine Quantenzahl* S. Aus L und S setzt sich schließlich der Gesamtdrehimpuls zusammen mit der *Quantenzahl* J. Die Quantenzahlen n, L, J und S bestimmen die Energie eines Zustandes und können daher zu seiner Kennzeichnung dienen. In der Spektroskopie ist jedoch aus teils historischen, teils praktischen Gründen eine andere Bezeichnungsweise üblich. Man faßt zunächst die Terme in Gruppen zusammen nach dem Werte der Bahndrehimpuls-Quantenzahl L, und zwar bezeichnet man Terme mit $L = 0, 1, 2, 3, \ldots$ mit den Buchstaben $S, P, D, E, \ldots$ An diese Buchstaben schreibt man als rechten unteren Index die Zahl J und als linken oberen Index die Zahl $1 + 2S$ (die „Multiplizität"). Die Hauptquantenzahl n wird vor das Buchstabensymbol gesetzt. So bedeutet also z.B. die Bezeichnung des Quecksilberterms $3\,{}^3D_1$ einen Zustand des Quecksilberatoms mit $n = 3$, $S = 1$, $L = 2$, $J = 1$. Die spektroskopische Bezeichnungsweise ist hier erwähnt worden, weil es auch in der Kernphysik üblich ist, die Bezeichnungen s, p, d usw. für Zustände mit den Drehimpulsquantenzahlen $l = 0, 1, 2 \ldots$ zu benutzen.

10. Das Periodische System der Elemente

Jede Zusammenstellung von zulässigen Werten von n, l, m und s bedeutet einen möglichen Bewegungszustand eines Elektrons im Felde des Atomkerns. Nach einem von PAULI aufgestellten Prinzip müssen die Zustände der verschiedenen Elektronen eines Atoms sich untereinander in *jeweils mindestens einer Quantenzahl unterscheiden*. Hierdurch erklärt sich der Aufbau des Periodischen Systems der Elemente (vgl. Tafel in Bd. II). Nach den obigen Regeln über die zulässigen Werte der verschiedenen Quantenzahlen sind nämlich für $n = 1$ und $l = 0$ nur 2 Bewegungszustände möglich, nämlich die mit $s = \pm \frac{1}{2}$. Wie man durch einfache Abzählung feststellen kann, beträgt für $n = 2$ die Zahl der Möglichkeiten 8, für $n = 3$ ist sie 18 und allgemein $2n^2$ für beliebige Werte von n. Die Elektronen lassen sich also nach den Werten von n in Gruppen zusammenfassen, von denen jede folgende entsprechend dem größeren n eine schwächere Bindung, also einen größeren mittleren Abstand vom Kern besitzt. Aus diesem Grunde ist für die Elektronengruppen der Ausdruck *Elektronenschalen* gebräuchlich, und zwar pflegt man die zu den Werten $n = 1, 2, 3, \ldots$ gehörigen Elektronenschalen als K-, L-, M-, ... Schale zu bezeichnen. Auch ist für die Elektronen der einzelnen Schalen die Bezeichnungsweise K-Elektronen, L-Elektronen usw. gebräuchlich. Der Grund für diese Bezeichnung ist, daß die betreffenden Elektronen-Zustände maßgebend

sind für die Emission der mit dem gleichen Buchstaben bezeichneten Röntgenspektren.

Auch in den Röntgenspektren erfolgt die Emission einer Linie beim Übergang des Atoms von einem angeregten Zustand in einen anderen oder in den Grundzustand. Während aber bei den optischen Spektren ein angeregter Zustand dadurch gekennzeichnet ist, daß ein Elektron sich in einem normalerweise unbesetzten Quantenzustand befindet, besteht er bei den Röntgenspektren darin, daß von den normalerweise sämtlich besetzten Quantenzuständen der Elektronenhülle einer nicht besetzt ist. Wird z. B. durch irgendeinen Vorgang ein Elektron aus der K-Schale entfernt, so wird der frei gewordene Platz durch ein Elektron aus einer der höheren Schalen aufgefüllt werden unter Ausstrahlung der dabei frei werdenden Energie. Die Gesamtheit der auf diese Weise emittierten Linien bildet die K-Serie. Ebenso führt die Entfernung eines Elektrons aus der L-Schale zur Emission von Linien der L-Serie usw. Diese Tatsache ist auch für die Kernphysik von Bedeutung, denn es gibt Kernprozesse, welche dazu führen, daß aus einer der inneren Schalen der Elektronenhülle ein Elektron entfernt wird, und welche sich durch die Emission des betreffenden Röntgenspektrums bemerkbar machen (s. S. 36).

Denken wir uns nun ein Atom aufgebaut, indem wir mit einem Wasserstoffatom mit der Kernladungszahl 1 und einem Elektron beginnen und nacheinander jeweils eine positive Kernladung und ein Elektron hinzufügen. Da die Bindung der Elektronen im allgemeinen um so fester ist, je kleiner die Hauptquantenzahl n ist, werden die beiden Elektronen des Heliums ebenso wie das eine des Wasserstoffs K-Elektronen sein. Beim Übergang zum Lithium ($Z = 3$) wird das neu hinzukommende Elektron jedoch schon als L-Elektron mit $n = 2$ eingebaut werden müssen, da es mehr als zwei K-Elektronen nicht geben kann. Die höchste Zahl der L-Elektronen beträgt 8. Infolgedessen ist beim Neon ($Z = 10$) die höchste Zahl der L-Elektronen erreicht oder, wie man es ausdrückt, die L-Schale abgeschlossen, so daß das zur Herstellung des Natriums neu hinzugefügte Elektron bereits als M-Elektron eingebaut werden muß. In der Anlage des Periodischen Systems spiegelt sich also der Schalenaufbau der Elektronenhülle wider. Die bei höheren Kernladungszahlen auftretenden Abweichungen von dem einfachen Schema lassen sich ebenfalls bei genauerer Abschätzung der Bindungsenergien befriedigend erklären. Weitere Einzelheiten über den Zusammenhang des physikalischen und chemischen Verhaltens der Elemente mit dem Aufbau ihrer Elektronenhüllen sind für die Kernphysik nicht von Bedeutung, außer der wichtigen Tatsache, daß Atome mit vollständig abgeschlossenen Elektronenschalen (z. B. die Edelgase) besonders stabile Systeme darstellen. Gewisse Eigenschaften der Atomkerne lassen sich nämlich nur erklären, wenn man für den Aufbau dieser Kerne aus ihren Bestandteilen ebenfalls eine Art Schalenstruktur annimmt. Diese Vorstellung führt zum *Schalenmodell* des Atomkerns, welches in Bd. II besprochen wird.

III. Die Eigenschaften der stabilen Atomkerne

11. Kernladungszahl und Masse

Einen Stoff, welcher nach den üblichen chemischen Methoden nicht weiter zerlegt werden kann, bezeichnet man als ein *Element.* Da das chemische Verhalten durch die Elektronenhülle bestimmt wird, so besteht ein Element *aus Atomen gleicher Kernladungszahl.* Liegt ein Element in wägbarer Menge vor, so kann die Kernladungszahl durch Ausmessung seines Röntgenspektrums auf Grund des Moseleyschen Gesetzes bestimmt werden. Für die Bestimmung der Kernladungszahl von radioaktiven Elementen, bei welchen die vorhandenen Mengen zur Aufnahme des Röntgenspektrums nicht ausreichen, gibt es eine Reihe von Verfahren zur Bestimmung der Kernladungszahl, welche in Abschnitt A I besprochen werden.

Die in der älteren Chemie gemachte Annahme, daß alle Atome eines chemischen Elementes gleiche Masse hätten, hat sich als unrichtig erwiesen. Schon im Jahre 1910 hatte Soddy erkannt, daß es unter den radioaktiven Elementen solche gibt, welche chemisch nicht zu trennen sind, sich aber durch ihre radioaktiven Strahlungen unterscheiden. Da solche Elemente denselben Platz im Periodischen System einnehmen, bezeichnete er sie als *Isotope.* Im Jahre 1913 fanden J. J. Thomson und Aston, daß es auch bei den stabilen Elementen Isotope gibt. Das von ihnen benutzte Verfahren der magnetischen Ablenkung von Ionenstrahlen zur Bestimmung des Verhältnisses ihrer Ladung zu ihrer Masse und damit der Masse der Ionen wurde von Aston in seinem *Massenspektrographen* wesentlich verfeinert. Inzwischen ist der Massenspektrograph durch Anwendung ionenoptischer Prinzipien zu einem Präzisionsinstrument entwickelt worden, welches die Massen der einzelnen Isotope mit außerordentlicher Genauigkeit zu messen erlaubt. Lassen sich zwei Ionenmassen M und $M + \delta M$ gerade noch trennen, so nennt man die Größe $\frac{M}{\delta M}$ das *Auflösungsvermögen* des Massenspektrographen. Heute werden Auflösungsvermögen bis zu etwa 900 000 erreicht.

Während bei dem Massenspektrographen die durch elektrische und magnetische Felder auf verschiedene Stellen einer photographischen Platte fokussierten Ionen der verschiedenen Massen unmittelbar auf die Platte wirken und so das Massenspektrum erzeugen, werden beim *Massenspektrometer* die verschiedenen Ionenarten durch Veränderung des ablenkenden Magnetfeldes oder der Beschleunigungs-Spannung nacheinander durch einen Spalt hindurch in einen Auffänger geworfen, so daß die relativen Intensitäten der getrennten Ionenstrahlen elektrometrisch gemessen werden können. Der Massenspektrograph dient in erster Linie zu Präzisionsbestimmungen der Massen der einzelnen Isotope, das Massenspektrometer dagegen zur Messung der relativen Häufigkeit, mit welcher sie in der untersuchten Probe vorhanden sind.

Das Ergebnis der massenspektrographischen Messungen ist, daß mit verhältnismäßig wenigen Ausnahmen die chemischen Elemente aus mehreren Isotopen bestehen. Das Atomgewicht der einzelnen Isotope ist nahezu ganzzahlig, wenn es auf Sauerstoff = 16 bezogen wird. Die ganze Zahl, welcher das Atomgewicht nahezu gleich ist, wird die *Massenzahl* genannt. Zur Bezeichnung der Isotope ist es üblich, das chemische Symbol zu benutzen und als rechten oberen Index die Massenzahl anzugeben. Häufig wird außerdem als linker unterer Index noch die Kernladungszahl hinzugefügt, obgleich diese eigentlich durch das chemische Symbol schon festgelegt ist. Also werden z.B. die beiden Neonisotope mit den Massenzahlen 20 und 22 entweder Ne^{20}, Ne^{22} oder auch $_{10}Ne^{20}$, $_{10}Ne^{22}$ geschrieben.
Die nach chemischen Methoden bestimmten nicht nahezu ganzzahligen Atomgewichte der aus verschiedenen Isotopen zusammengesetzten Elemente sind nur darum als für diese Elemente charakteristische Konstanten anzusehen, weil die relative Häufigkeit der einzelnen Isotope in diesen Elementen in der Natur nur sehr wenig variiert. Immerhin bestehen kleine Unterschiede in der Isotopenzusammensetzung; so enthält z.B. Sauerstoff, welcher aus Wasser gewonnen ist, etwa 4% weniger an dem Isotop O^{18} als Luftsauerstoff. Aus diesem Grunde ist das in der Chemie übliche Verfahren, die Atomgewichte auf den Wert 16,00000 für den „natürlichen" Sauerstoff zu beziehen, bei der großen Genauigkeit der massenspektrographischen Atomgewichtsbestimmung nicht mehr zweckmäßig. In der Physik ist es daher üblich, als Einheit des Atomgewichtes den sechzehnten Teil des Atomgewichtes des Sauerstoffisotops O^{16} zu benutzen. Da natürlicher Sauerstoff aus drei Isotopen mit den Atomgewichten 16, 17, 18 in den entsprechenden Prozentsätzen von 99,76%, 0,04% und 0,20% besteht, ergeben sich die Massenwerte in der *physikalischen* Skala um den Faktor 1,00272 größer als in der Skala der *chemischen* Atomgewichte. Dieser Faktor wird als *Smythe-Faktor* bezeichnet.

12. Die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Isotope

Wegen des gleichen Aufbaus ihrer Elektronenhülle sind die physikalischen und chemischen Eigenschaften der verschiedenen Isotope eines Elements fast die gleichen. Es sind jedoch geringe Unterschiede vorhanden, vor allem bei denjenigen Eigenschaften, welche durch die Masse des Atoms bestimmt werden. Hierzu gehören in erster Linie alle *Diffusionserscheinungen*, denn für die Größe des Diffusionstransportes ist die Geschwindigkeit der thermischen Bewegung maßgebend. Da die kinetische Energie der thermischen Bewegung unabhängig von der Masse ist, verhalten sich die mittleren thermischen Geschwindigkeiten zweier isotoper Atome oder zweier isotope Atome enthaltender Moleküle umgekehrt wie die Wurzeln aus den Molekulargewichten.
Atome isotoper Elemente, welche in Molekülen oder im festen Zustand an andere Atome gebunden sind, unterscheiden sich infolge ihrer verschiedenen Masse in der *Frequenz*, mit welcher sie um ihre Ruhelage schwingen, im Falle von freien Molekülen auch in ihren *Rotationsfrequenzen*. Dieser Einfluß macht sich in den

Bandenspektren, insbesondere in *infraroten Absorptionsspektren*, bemerkbar. Da die Schwingungsfrequenzen aber auch in die statistische Berechnung der Konstanten für das chemische Gleichgewicht eingehen, haben auch diese für verschiedene Isotope etwas verschiedene Werte. Das hat zur Folge, daß in vielen Fällen im chemischen Gleichgewicht zwischen zwei Verbindungen oder zwischen zwei Phasen derselben Verbindung ein kleiner Unterschied in der Isotopenzusammensetzung besteht. Alle diese Effekte sind klein, sie können aber durch geeignete Vervielfachung zur *Trennung der Isotope* benutzt werden, welche im Bd. III ausführlich behandelt wird.

Auch in den *optischen Spektren* der Atome treten *Isotopieeffekte* auf, welche in kleinen Verschiebungen der Linien bestehen. Im Gebiet der leichten Elemente sind diese Verschiebungen ohne weiteres durch die *Mitbewegung des Kernes* zu verstehen. Z.B. ergeben sich aus (9) und (10) für die H_α-Linien des leichten und des schweren Wasserstoffs die Wellenlängen 6562,79 Å bzw. 6562,00 Å in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Messung. Mit zunehmender Massenzahl sinkt dieser Effekt jedoch bald unter die Grenze der Meßbarkeit. Merkwürdigerweise tritt aber im Gebiet der schweren Elemente wieder eine Isotopieverschiebung mancher Spektrallinien auf, welche durch die Mitbewegung des Kernes *nicht* zu erklären ist. Diese Verschiebung tritt hauptsächlich bei S-Termen auf, die Zuständen entsprechen, bei welchen eine merkliche Wahrscheinlichkeit besteht, das Elektron innerhalb des Kerns anzutreffen. Man erklärt daher diesen Effekt durch Abweichungen vom Coulombschen Gesetz im Innern des Kerns, welche sich für verschiedene Isotope wegen verschiedener Ausdehnung des Kerns verschieden weit erstrecken. In der Kernphysik wird diese Isotopieverschiebung zur Berechnung der geometrischen Ausdehnung der Kerne benutzt (vgl. S. 46).

13. Kernspin und Kernmomente

Außer Ladung und Masse gibt es noch weitere Eigenschaften der Kerne, welche sich infolge einer schwachen Wechselwirkung mit der Elektronenhülle in den optischen Spektren der Atome bemerkbar machen. Bei Untersuchung mit Interferenzspektroskopen hoher Auflösung zerfallen die Spektrallinien in eine Anzahl von Komponenten. Diese sog. *Hyperfeinstruktur* zeigt bei verschiedenen Atomen, insbesondere auch bei den verschiedenen Isotopen eines Elements, eine verschiedenartige Anordnung, was die Zahl und den gegenseitigen Abstand der Komponenten betrifft. Diese Erscheinung kann man erklären, wenn man dem Atomkern einen *Eigendrehimpuls* oder *Kernspin* und ein ihm gleich gerichtetes *magnetisches Moment* zuschreibt. Infolge der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment des Kerns und dem Magnetfeld der Elektronenhülle am Orte des Kerns gibt es eine diskrete Reihe von möglichen Einstellungen des Kernspins zur Richtung dieses Magnetfeldes, welche wegen des Vorhandenseins des magnetischen Moments Zustände verschiedener Energie darstellen. Jeder optische Term spaltet daher in eine Anzahl sehr nahe beieinander liegender *Hyper-*

feinstruktur-Terme auf. Aus der Zahl und Anordnung der einzelnen Linien der Hyperfeinstruktur kann man auf den Spin des Atomkerns schließen. Die Größe seines magnetischen Moments läßt sich aus der Größe der Aufspaltungen nur bestimmen, wenn man die Größe des Magnetfeldes der Elektronenhülle am Kernort berechnen kann. Es ist jedoch möglich, die Wechselwirkung des magnetischen Moments des Atomkernes mit einem äußeren Magnetfelde zur Messung des magnetischen Moments des Kernes zu benutzen, da die Energieunterschiede der verschiedenen möglichen Einstellungen des magnetischen Moments in einem solchen Felde nach der Planckschen Quantengleichung Frequenzen entsprechen, welche im Gebiete der Hochfrequenztechnik liegen. Über solche Verfahren wird in Abschnitt A IV berichtet.

Als Einheit für die magnetischen Momente benutzt man in der Physik der Elektronenhülle die Größe

$$\mu_B = \frac{e h}{4 \pi m c} = 9{,}273 \cdot 10^{-21}\,\mathrm{erg} \cdot \mathrm{Gauß}^{-1},$$

welche das magnetische Moment eines umlaufenden Elektrons mit der Drehimpulsquantenzahl 1 darstellt und als ein *Bohrsches Magneton* bezeichnet wird. Auch das magnetische Eigenmoment des Elektrons beträgt annähernd 1 Bohrsches Magneton, obgleich seine Spinquantenzahl nur $\frac{1}{2}$ ist. In den Kernen ist die Ladung im Verhältnis zur Masse etwa 2000mal kleiner als beim Elektron, daher sind beim gleichen Drehimpuls um diesen Faktor kleinere magnetische Momente zu erwarten. Für die magnetischen Momente der Kerne wird daher als Einheit das sog. *Kernmagneton*

$$\mu_K = \frac{e h}{4 \pi m_p c} = 5{,}050 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{erg} \cdot \mathrm{Gauß}^{-1}$$

benutzt, wobei m_p die Masse des Protons (des Kerns des Wasserstoffatoms) bedeutet. Es ist jedoch darauf hinzuweisen, daß die magnetischen Kernmomente in der Regel nicht ganzzahlige Vielfache des Kernmagnetons sind. Z.B. ist das magnetische Moment des Protons gleich 2,79 Kernmagnetonen.

Außer der durch die magnetischen Kernmomente zu erklärenden Hyperfeinstruktur gibt es in manchen Fällen noch eine andere, welche sich durch eine andere Anordnung der Komponenten auszeichnet. Um diese zu erklären, muß man dem betreffenden Kern ein *elektrisches Quadrupolmoment* zuschreiben, d.h., man muß annehmen, daß die elektrische Ladung in diesen Kernen nicht kugelsymmetrisch, sondern etwa in der Form eines Ellipsoids verteilt ist. Infolge der Wechselwirkung des Kernquadrupolmoments mit dem durch die Elektronenhülle am Kernort erzeugten inhomogenen elektrischen Felde treten auch hier diskrete Zustände verschiedener Energie auf, welche die Hyperfeinstruktur der Linien erzeugen. Die Verfahren zur Bestimmung des elektrischen Quadrupolmoments sind in § 12 besprochen.

Wenn auch die magnetischen und elektrischen Momente der Kerne für das physikalische und chemische Verhalten der Elemente praktisch keine Rolle spielen, so ist ihre genaue Kenntnis doch von großer Bedeutung für die Theorie des Atomkernes, welche die Aufgabe hat, die Eigenschaften der Kerne aus denen ihrer Bestandteile und den zwischen ihnen wirkenden Kräften zu erklären.

14. Das Neutron

Die Tatsache, daß die Massen der Atomkerne nahezu ganzzahlige Vielfache der Atomgewichtseinheit sind und daß andererseits diese Einheit wieder nahezu mit der Masse des Kernes des Wasserstoffatoms, des sog. Protons, übereinstimmt, deutet auf den Aufbau des Atomkerns aus Teilchen von der ungefähren Masse des Protons hin. Da die Massenzahl außer beim Wasserstoff H^1 stets größer ist als die Kernladungszahl, ist es nicht möglich, die Atome allein aus Protonen aufgebaut zu denken. Es muß vielmehr ein zweites Teilchen von der ungefähren Masse des Protons, jedoch ohne Ladung, vorhanden sein. Dieses uns heute unter dem Namen *Neutron* bekannte Teilchen kommt außer in der kosmischen Strahlung in der Natur nicht frei vor. Es wurde erst bei der Untersuchung der künstlichen Kernumwandlung 1932 von CHADWICK entdeckt. Eine heute viel verwendete *Neutronenquelle* benutzt die Umwandlung des Berylliums in das Kohlenstoffisotop C^{12} unter dem Einfluß von α-Strahlen. Da das α-Teilchen ein doppelt geladenes Helium-Ion ist, also ein Kern des He^4, wird diese Kernreaktion dargestellt durch die Gleichung

$$_4Be^9 + {_2He^4} \rightarrow {_6C^{12}} + {_0n^1};$$

n ist das Symbol für das Neutron, und $_0n^1$ bedeutet, daß für das Neutron die Kernladungszahl 0 und die Massenzahl 1 ist. Eine solche Neutronenquelle liefert Neutronen mit Energien bis zu 13,7 MeV. Die Neutronenenergie ist nicht einheitlich, da das Radium zusammen mit seinen Folgeprodukten eine nicht einheitliche α-Strahlung aussendet. Für stärkere Neutronenquellen werden Kernreaktionen benutzt, welche durch künstlich beschleunigte Protonen oder Deuteronen in verschiedenen Substanzen hervorgerufen werden. Die stärksten Neutronenquellen sind die Kernreaktoren, in welchen außerordentlich hohe Neutronendichten vorhanden sind.

Der *Nachweis der Neutronen* erfolgt ebenfalls hauptsächlich durch Kernreaktionen, z. B. durch die Reaktion $_5B^{10} + {_0n^1} \rightarrow {_3Li^7} + {_2He^4}$. Bei dieser Reaktion entsteht das He^4 als α-Teilchen großer Energie, dessen ionisierende Wirkung zur Messung benutzt wird, z. B. in Zählrohren, deren Wände mit Bor bekleidet sind.

Bei Diffusion in geeigneten Substanzen geringen Atomgewichts, z. B. Wasser oder Graphit, in welchen der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung sehr groß ist gegenüber den Wirkungsquerschnitten für andere mögliche Vorgänge, nimmt die kinetische Energie der Neutronen bei der wiederholten elastischen Streuung bis auf den Wert der thermischen Energie ab. Solche Neutronen, deren mittlere kinetische Energie bei Zimmertemperatur nur etwa 0,025 eV beträgt, bezeichnet man als *thermische Neutronen.*

15. Der Aufbau der Kerne

Als Elementarteilchen, aus welchen die Kerne aufgebaut sind, werden *Protonen* und *Neutronen* mit dem gemeinsamen Namen *Nukleonen* bezeichnet. Genaue Messungen ergeben für den *Massenwert* des Protons, also seine Masse bezogen

auf $O^{16} = 16$, den Wert $M_P = 1{,}00758$, für den des Neutrons $M_N = 1{,}00894$. Beide Nukleonen haben den Spin $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. Das *magnetische Moment* des Protons beträgt 2,7926, das des Neutrons $-1{,}9135$ Kernmagnetonen. Das negative Vorzeichen bedeutet, daß beim Neutron das magnetische Moment und der Spin entgegengesetzt gerichtet sind.

Der durch die Kernladungszahl Z und die Massenzahl A gekennzeichnete Kern enthält Z Protonen und $A-Z$ Neutronen. Seine Masse in Atomgewichtseinheiten sollte also gleich

$$Z M_P + (A - Z) M_N$$

sein. In Wirklichkeit sind die massenspektrographisch bestimmten Kernmassen in allen Fällen kleiner. Ist M_K der genaue Wert der Masse eines Kerns, bezogen auf $O^{16} = 16$, so bezeichnet man die Größe

$$\Delta M = Z M_P + (A - Z) M_N - M_K \tag{12}$$

als seinen *Massendefekt*.

Die physikalische Bedeutung des Massendefektes wird erklärt durch die Einsteinsche Beziehung zwischen Energie und Masse. Aus der Relativitätstheorie folgt, daß jede Energie E eine Trägheit besitzt, welche durch die Masse $m = \frac{E}{c^2}$ charakterisiert ist. c ist die Lichtgeschwindigkeit.

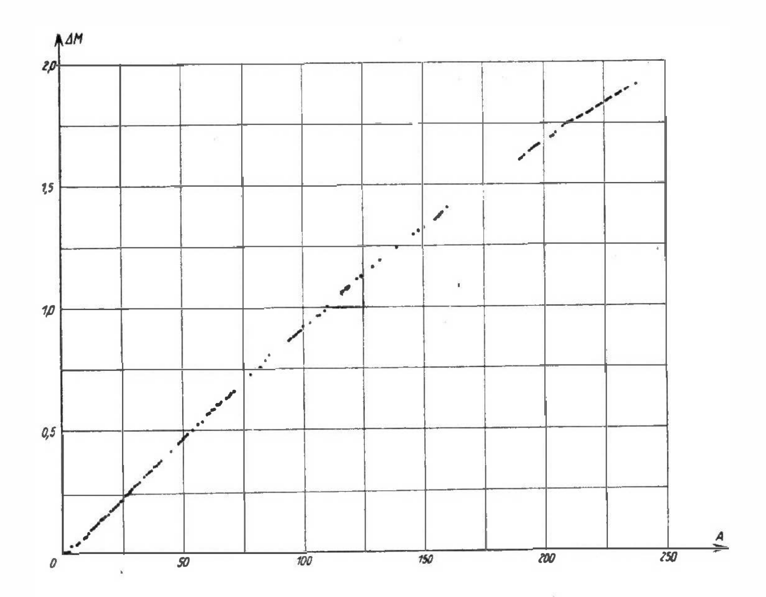


Abb. 5. Der Massendefekt der stabilen Atomkerne in seiner Abhängigkeit von der Massenzahl

Wenn beim Aufbau eines Kerns aus mehreren Nukleonen eine bestimmte Energie frei wird, so muß demnach gemäß der Einsteinschen Beziehung die Masse des entstehenden Kernes um die der frei werdenden Energie äquivalente Masse kleiner sein als die Summe der Masse der Nukleonen, d.h., der Massendefekt bedeutet nichts anderes als die beim Aufbau des Kernes frei werdende Energie, dividiert durch c^2. Eine Atomgewichtseinheit entspricht $\frac{1}{16}$ der Masse eines Sauerstoffatoms 0^{16}, also $1{,}66 \cdot 10^{-24}$ g. Die Einsteinsche Gleichung ergibt hierfür die Energie $1{,}49 \cdot 10^{-3}$ erg, was gleichwertig ist mit 931 MeV. Diese Energie entspricht einer Einheit des Atomgewichtes. Beträgt also der Massendefekt eines bestimmten Kernes, gerechnet in Einheiten des Atomgewichtes, ΔM, so ist die gesamte beim Aufbau dieses Kernes aus den Nukleonen frei werdende *Bindungsenergie* $\Delta M \cdot 931$ MeV.

In Abb. 5 ist der Massendefekt ΔM für alle Kerne, für welche er genau bekannt ist, als Funktion der Massenzahl A aufgetragen. Die Kurve ist annähernd geradlinig. Das bedeutet, daß die Bindungsenergie für ein einzelnes Nukleon annähernd konstant ist. Aus der Steigung der Kurve ergibt sich für den *mittleren Massendefekt* pro Nukleon ein Wert von 0,0089 Atomgewichtseinheiten. Bei der Bildung des Kernes geht also durchschnittlich 0,9% der Massen der Nukleonen als frei werdende Bindungsenergie verloren.

Als unmittelbares Ergebnis der massenspektrographischen Messungen wird in diesem Zusammenhang oft auch die Größe $\frac{M - A}{A}$, der sog. *Packungsanteil*, angegeben, aus welcher man ebenfalls die Bindungsenergie berechnen kann, wenn man die Massen vom Proton und Neutron sowie die Kernladungszahl kennt. M bedeutet hier den Massenwert des Atoms einschließlich seiner Elektronenhülle.

Außer der Bezeichnung *Isotope* für Kerne gleicher Kernladungszahl, aber verschiedener Massenzahl, verwendet man noch die folgenden Bezeichnungen: Kerne gleicher Massenzahl, aber verschiedener Kernladungszahl nennt man *Isobare*, Kerne mit gleicher Neutronenzahl $A–Z$ und verschiedenen Werten von A bzw. Z nennt man *Isotone*. Endlich versteht man unter *Isomeren* solche Kerne, welche gleiche Kernladungszahl und gleiche Massenzahl besitzen, sich aber in ihrem Energieinhalt, also auch in dem genauen Werte der Kernmasse unterscheiden. Es handelt sich in solchen Fällen um denselben Kern in verschiedenen Energiezuständen, von denen immer nur derjenige niedrigster Energie stabil sein kann.

Im Gegensatz zu den bisher besprochenen Eigenschaften des Kerns sind seine geometrischen Abmessungen nicht scharf definiert. Bezeichnet man den Radius der kleinsten Kugel, welche noch praktisch die ganze Masse des Kernes enthält, als den *Kernradius*, so ergeben verschiedene Methoden zu seiner Bestimmung (vgl. § 3) Werte, welche sich um nicht mehr als etwa 10% voneinander unterscheiden. Für die Abhängigkeit des Kernradius von der Massenzahl ergibt sich das wichtige Gesetz, daß der *Kernradius proportional der dritten Wurzel aus der Massenzahl* ist. Dies bedeutet, daß die *Dichte* in allen Kernen annähernd die gleiche ist. Für die Kernradien ergeben sich Werte zwischen 10^{-13} und 10^{-12} cm, die Dichte innerhalb der Kerne beträgt etwa $2 \cdot 10^{14}$ g/cm³.

IV. Die Umwandlung von Atomkernen

16. Die natürliche Radioaktivität

Unter natürlicher Radioaktivität versteht man die Erscheinung, daß einige in der Natur vorkommende schwere Elemente sich spontan unter Aussendung von energiereicher Strahlung in andere umwandeln. Es gibt hauptsächlich zwei Arten von Umwandlungen: Bei der einen werden doppelt positiv geladene *Heliumatome*, also Atomkerne des Heliums, und bei der anderen *Elektronen* ausgesandt. Die ausgesandte Strahlung bezeichnet man in ersterem Falle als α- und im zweiten als β-Strahlen. Beim *α-Zerfall* verliert das Atom zwei positive Ladungen und vier Einheiten des Atomgewichtes; es rückt daher im Periodischen System um zwei Plätze nach links, und seine Massenzahl nimmt um 4 ab. Beim *β-Zerfall* dagegen nimmt die Kernladungszahl um 1 zu; das Element rückt daher im Periodischen System um einen Platz nach rechts, und seine Massenzahl bleibt unverändert.

Als Begleiterscheinung des Zerfalls tritt in vielen Fällen eine kurzwellige elektromagnetische Strahlung auf, welche *γ-Strahlung* genannt wird. Ihr Auftreten erklärt sich dadurch, daß der Kern nach Emission des α- bzw. β-Teilchens in einem angeregten Zustand zurückbleibt und die Anregungsenergie dann in der Form eines oder mehrerer γ-Quanten emittiert.

Die Zahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atome eines radioaktiven Isotops ist proportional der Zahl der vorhandenen. Bezeichnen wir den Proportionalitätsfaktor mit λ, so nimmt also die Zahl der noch unzerfallenen Atome nach dem Gesetz ab:

$$n = n_0 e^{-\lambda t}. \tag{13}$$

Die Größe λ nennt man die *Zerfallskonstante* des betreffenden radioaktiven Elements. Als *Halbwertszeit* bezeichnet man die Zeit, nach welcher die Hälfte der Atome zerfallen ist, sie ergibt sich aus (13) zu

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}. \tag{14}$$

Beim α-Zerfall werden oft Gruppen von α-Strahlen verschiedener diskreter Energien beobachtet. Dies bedeutet, daß der Kern nach der Emission des α-Teilchens zunächst in verschiedenen Anregungszuständen zurückbleiben kann und dann unter Emission von γ-Strahlen in den Grundzustand übergeht. Die Summe der Energie eines α-Teilchens und derjenigen der dazugehörigen γ-Quanten ist aber stets gleich der gesamten beim Zerfall frei werdenden Energie. Beim β-Zerfall dagegen wird ein *kontinuierliches Energiespektrum* der emittierten Elektronen beobachtet. Nur die maximale Energie entspricht der beim Zerfall frei werdenden Energie. Die Tatsache, daß ein Teil der Energie scheinbar verloren ist, und ein ähnlicher Fehlbetrag in der Bilanz des Drehimpulses hat zu der Annahme ge-

führt, daß beim β-Zerfall außer dem Elektron noch ein ungeladenes Teilchen der Ruhmasse Null emittiert wird, das sog. *Neutrino*, welchem der Spin $\frac{1}{2}$ zugeschrieben wird. Seine Wechselwirkung mit Atomen ist so außerordentlich gering, daß es erst kürzlich gelungen ist, seine Existenz experimentell nachzuweisen.

17. Die radioaktiven Strahlungen

Beim Durchgang durch Materie treten die beim radioaktiven Zerfall ausgesandten Strahlen in Wechselwirkung mit der Elektronenhülle der Atome. Hierbei wird ein Teil der Elektronen von den Atomen abgelöst, es tritt also *Ionisierung* auf. Die Messung dieser Ionisierung ist das wichtigste Mittel zum Nachweis der radioaktiven Strahlen und zur Untersuchung ihrer Eigenschaften. In manchen festen und flüssigen Körpern wird gleichzeitig die Emission von Licht angeregt, es tritt also *Fluoreszenz* auf. Wegen der großen Energie der α-Teilchen genügt bei diesen schon ein einziges Teilchen, um einen mit dem Auge beobachtbaren Lichtimpuls hervorzurufen. Dies ist die Grundlage der *Szintillationsmethode*, bei welcher die Teilchen durch Beobachtung der einzelnen Lichtimpulse gezählt werden.

Der Vorgang der Ionisierung ist bei den verschiedenen radioaktiven Strahlen verschieden. Bei den aus geladenen Teilchen bestehenden α- und β-Strahlen beruht die ionisierende Wirkung auf den während des Durchganges des Teilchens durch die Elektronenhülle wirkenden elektrischen Kräften zwischen den geladenen Teilchen und den Elektronen des Atoms. Die Zahl der von einem Teilchen auf 1 cm seiner Bahn erzeugten Ionenpaare nennt man die *spezifische Ionisierung*. Sofern die Energie der Teilchen groß ist gegenüber der Ablösearbeit der Elektronen, nimmt die spezifische Ionisierung mit zunehmender Geschwindigkeit der Teilchen ab, weil die Zeitdauer des Durchganges durch die Elektronenhülle mit zunehmender Geschwindigkeit kleiner wird. Die spezifische Ionisierung von α-Strahlen ist etwa hundertmal größer als die von β-Strahlen gleicher Energie, weil sie bei gleicher Energie eine viel geringere Geschwindigkeit besitzen und außerdem die doppelte Ladung tragen.

Infolge der für die Ionisierung aufgewandten Energie nimmt die Energie eines geladenen Teilchens längs seiner Bahn stetig ab, bis sie nach Durchlaufen der sog. *Reichweite* zu Null wird.

Bei *α-Strahlen* treten zwischen den individuellen Reichweiten der einzelnen α-Teilchen nur geringe Schwankungen um den Mittelwert auf. α-Strahlen zeigen daher eine gut definierte Reichweite. Da die spezifische Ionisierung mit abnehmender Geschwindigkeit der Teilchen ansteigt, ergibt sich für ihren Verlauf längs der Bahn des Teilchens die sog. *Braggsche Kurve* (s. Abb. 74) mit einem Maximum kurz vor dem Ende der Reichweite.

Bei den *β-Strahlen* kann man für ein einzelnes β-Teilchen bestimmter Energie in entsprechender Weise eine Reichweite bestimmen. Für die gesamte bei einem bestimmten Zerfallsvorgang emittierte β-Strahlung dagegen gibt es keine ein-

heitliche Reichweite, weil ihre Teilchen keine einheitliche Energie besitzen. Man kann daher für eine solche Strahlung nur eine *maximale Reichweite* angeben. Längs der Bahn eines β-Strahles nimmt sowohl die Zahl der Teilchen als auch deren maximale Energie stetig ab.
Bei den *γ-Strahlen* nimmt längs ihrer Bahn die Intensität, also die Zahl der Quanten pro sec, exponentiell ab. Wie in § 18 gezeigt wird, spielen bei der Wechselwirkung zwischen γ-Quanten und Atomen verschiedene Prozesse eine Rolle, welche jedoch stets zur Erzeugung einzelner Elektronen hoher Energie führen. Diese Elektronen führen in gleicher Weise wie die β-Teilchen Ionisierung herbei. Infolge der hohen Durchdringungsfähigkeit der γ-Strahlen ist die von ihnen (auf dem Umweg über die von ihnen ausgelösten Elektronen) hervorgerufene spezifische Ionisierung wieder etwa hundertmal kleiner als die der β-Strahlen gleicher Energie. Die spezifischen Ionisierungen von α-, β- und γ-Strahlen verhalten sich also in ihrer Größenordnung wie 10000 : 100 : 1. Die Gesamtzahl der auf der ganzen Bahn bis zum Ende der Reichweite bzw. bis zur vollständigen Absorption erzeugten Ionenpaare ist jedoch für alle drei Strahlenarten bei gleicher Energie annähernd gleich.

18. Die künstliche Kernumwandlung

Obgleich beim Aufbau von Kernen aus den Nukleonen sehr hohe Energiebeträge frei werden, treten unter gewöhnlichen Umständen keine Kernreaktionen auf, weil durch die *Coulombsche Abstoßung* zwischen den Kernladungen verhindert wird, daß sich die Kerne genügend nahe kommen. Ist die Energie der Teilchen jedoch so hoch, daß sie sich gegen die Abstoßungskräfte anderen Kernen auf geringen Abstand nähern können, so treten *Kernumwandlungen* auf, wie sie zuerst im Jahre 1919 von RUTHERFORD bei der Wirkung von α-Teilchen auf Stickstoffatome beobachtet worden sind. Um auch mit *Protonen* und *Deuteronen* künstliche Kernumwandlungen mit merklicher Ausbeute hervorzurufen, ist es nötig, diese mit Spannungen von der Größenordnung 1 MV zu beschleunigen.
Neutronen können sich infolge der fehlenden Ladung auch bei sehr niedriger Energie den Atomkernen beliebig nähern und daher Kernreaktionen auslösen. Durch diese erfolgen in vielen Fällen Kernumwandlungen mit außerordentlich hoher Ausbeute. So ist z.B. bei Cadmium für Neutronen mit einer Energie von 0,2 eV der Einfangquerschnitt $7 \cdot 10^{-21}$ cm^2, also ungefähr 5000mal größer als der geometrische Querschnitt des Kerns.
Um eine bestimmte Kernreaktion zu beschreiben, kann man das in der Chemie übliche Verfahren anwenden. Wenn z.B. ein Fluoratom von einem α-Teilchen getroffen wird und es tritt dabei eine Kernreaktion auf, in deren Verlauf ein Proton ausgestoßen wird und der Kern als Ne^{22} zurückbleibt, so kann man schreiben

$$ {}_{9}F^{19} + {}_{2}He^{4} \rightarrow {}_{10}Ne^{22} + {}_{1}H^{1} . $$

Statt dessen ist es üblich, die folgende einfache Schreibweise zu benutzen:

$${}_{9}F^{19}(\alpha, p){}_{10}Ne^{22}.$$

Das bedeutet: Der Ausgangskern ${}_{9}F^{19}$ nimmt ein α-Teilchen auf, gibt ein Proton ab, und das Ergebnis der Reaktion ist ein Kern ${}_{10}Ne^{22}$.

19. Die Kernspaltung

Aus Abb. 5 geht hervor, daß die *Bindungsenergie*, also die gesamte Energie, welche bei dem Aufbau eines Atomkerns aus den Nukleonen frei wird, nicht genau proportional der Zahl der Nukleonen ist. Vielmehr ist die Kurve ein wenig gekrümmt. Die Bindungsenergie, bezogen auf ein Nukleon, ist bei den schwersten Elementen um ungefähr 10% kleiner als bei den Elementen der mittleren Atomgewichte. Das bedeutet, daß etwa ein Zehntel der gesamten Bindungsenergie noch frei wird, wenn man eines der schwersten Atome in zwei etwa gleich schwere zerlegt. Bei der Spaltung eines schweren Atomkerns in zwei leichte muß also dieser Energiebetrag frei werden. Eine solche Spaltung tritt im allgemeinen spontan nicht oder nur als äußerst seltenes Ereignis ein, dagegen haben einzelne Kerne die Eigenschaft, daß sie beim Auftreffen von Neutronen in einen Zustand kommen, welcher zur Spaltung führt. Zu diesen Elementen gehört insbesondere das Uran, wobei das Uran-Isotop U^{235} die besondere Eigenschaft hat, daß bei ihm nicht nur durch schnelle, sondern auch durch langsame Neutronen eine Spaltung ausgelöst wird. Da aber weiterhin die Zahl der Neutronen im Verhältnis zur Zahl der Protonen bei den mittleren Elementen kleiner ist als bei den schweren, werden bei der Spaltung *zusätzlich Neutronen frei.* Hiermit ist die Grundlage für die *Kettenreaktion* gegeben, welche die Ausnutzung der Atomenergie mit Hilfe der Kernspaltung ermöglicht.

20. Die künstliche Radioaktivität

Fast alle bei künstlichen Kernumwandlungen entstehenden Kerne sind instabil; sie sind also radioaktiv und zerfallen mit einer meßbaren Halbwertszeit. Das gleiche gilt von den bei der Spaltung schwerer Kerne entstehenden Spaltprodukten. Nur ein Teil der bei der Spaltung frei werdenden Energie tritt als kinetische Energie der Spaltprodukte in Erscheinung, der Rest wird als Energie der beim Zerfall der Spaltprodukte auftretenden radioaktiven Strahlen frei. Die künstliche Radioaktivität tritt fast stets als β-Zerfall auf, nur in seltenen Fällen wird α-Zerfall oder ein Zerfall mit Neutronenemission beobachtet. Während aber bei der natürlichen Radioaktivität der β-Zerfall nur in der Form vorkommt, daß sich innerhalb des Kernes ein Neutron unter Emission eines negativen Elektrons in ein Proton verwandelt, tritt bei der künstlichen Radioaktivität auch der umgekehrte Vorgang auf: Ist in einem durch künstliche Umwandlung entstandenen

Kern die Zahl der Protonen gegenüber der der Neutronen zu groß, so verwandelt sich ein Proton in ein Neutron, und es wird ein Teilchen emittiert, welches dieselben Eigenschaften hat wie das Elektron, jedoch positiv geladen ist.
Dieses sonst in der Natur – außer in der kosmischen Strahlung – nicht vorkommende positive Elektron wird auch *Positron* genannt. Daß das Positron in der Natur nicht vorkommt, hat seinen Grund darin, daß es sich beim Zusammentreffen mit einem negativen Elektron mit diesem vereinigt, so daß die Ladungen sich neutralisieren. Die Massen der beiden Elektronen werden dabei in Energie verwandelt, und zwar in zwei oder drei Strahlungsquanten. Diese bei der Vereinigung von zwei Elektronen verschiedenen Vorzeichens auftretende energiereiche Strahlung nennt man *Vernichtungsstrahlung.* Ihre Energie berechnet sich aus der Einsteinschen Gleichung als das Äquivalent für die doppelte Elektronenmasse zu rund 1 MeV. Auch der umgekehrte Vorgang tritt auf, nämlich der, daß ein Strahlungsquant, dessen Energie höher ist als 1 MeV, sich in ein Paar von Elektronen verwandelt, von dem das eine positiv, das andere negativ geladen ist. Diesen Vorgang bezeichnet man als *Paarbildung.* Übertrifft die Energie des Quants den zur Erzeugung der beiden Elektronenmassen notwendigen Betrag von 1 MeV, so tritt der Überschuß als kinetische Energie der Elektronen in Erscheinung.
Neben der Emission von positiven Elektronen gibt es noch einen anderen Vorgang, welcher ebenfalls zur Umwandlung eines Protons in ein Neutron führt. Dieser Vorgang tritt besonders bei den schwersten Kernen auf, bei welchen infolge der großen Kernladung die inneren Elektronen dem Kern sehr nahe kommen. Dieser als *Elektroneneinfang* (E-Einfang) bezeichnete Vorgang besteht darin, daß ein Elektron aus einer der inneren Schalen der Elektronenhülle in den Kern übertritt und die positive Ladung eines Protons neutralisiert. Auf den durch das Verschwinden des Elektrons freien Platz in der betreffenden Schale rückt ein anderes Elektron der Elektronenhülle nach. Es wird also bei diesem Prozeß das Röntgenspektrum des bei dem Vorgang entstehenden Elementes emittiert.
In diesem Zusammenhang soll noch ein Vorgang erwähnt werden, welcher in manchen Fällen zum Auftreten von Elektronenstrahlen führt, ohne daß eine β-Umwandlung vorliegt. Entsteht ein Kern in einem angeregten Zustand, so wird normalerweise die Anregungsenergie in Form von γ-Strahlung ausgesandt. Wenn die Energie dieses γ-Quants schon bei ihrer Entstehung nach der Art eines Photoeffektes in kinetische Energie eines der K-Elektronen desselben Atoms umgewandelt wird, so nennt man diesen Vorgang *innere Umwandlung* (Konversion). Die kinetische Energie des Elektrons ist natürlich gleich der Energie des γ-Quants, vermindert um die Ablösearbeit für das K-Elektron.
Bei kernphysikalischen Vorgängen im Gebiete von Energien über 100 MeV tritt noch eine ganze Reihe von teils geladenen, teils ungeladenen Teilchen verschiedener Masse auf (Mesonen, Hyperonen). Ihre Massen liegen im Bereich von etwa 200 bis 2200 Elektronenmassen. Diese Teilchen treten bei gewöhnlichen Kernumwandlungen nicht in Erscheinung, die Kenntnis ihrer Eigenschaften ist jedoch von großer Bedeutung für die Theorie der Kernkräfte.

A. VERFAHREN ZUR BESTIMMUNG DER GRUNDGRÖSSEN DER ATOMKERNE

I. Bestimmung der Kernladung

Die Träger der positiven elektrischen Ladung der Atomkerne sind die Protonen. Die Zahl der Protonen im Kerne ist identisch mit der *Kernladungszahl*. Diese gibt an, wieviele positive elektrische Elementarquanten der Kern enthält. Die Kernladungszahl selbst ist gleich der *Ordnungszahl* im Periodischen System der Elemente.

§ 1. Ablenkung von α-Teilchen

Ein kernphysikalisches Experiment, das unmittelbar die Identität beider Zahlen, der Zahl der Protonen und der Kernladungszahl, beweist, wurde von J. CHADWICK 1920 angegeben; es hat zwar nur historisches Interesse, ist aber doch bemerkenswert.

Das Verfahren beruht auf der Zählung von α-Teilchen, die an dünnen Folien gestreut werden. Wenn das α-Teilchen so geringe Energie hat, daß es beim Stoß auf einen Atomkern außerhalb des Wirkungsbereiches der spezifischen Kernkräfte bleibt, so wird es nur durch die elektrostatische Wechselwirkung mit der Ladung des Atomkernes abgelenkt. Diese „klassische" *Rutherford-Streuung* ist in Bd. II behandelt.

Bezeichnen wir mit N die Zahl der auf eine Folie auftreffenden α-Strahlen und mit dN die Zahl der Strahlen, die in das Raumwinkelelement $d\Omega$ bei einem mittleren Ablenkwinkel ϑ gestreut werden, so liefert die Theorie für den Bruchteil der gestreuten Strahlen die Beziehung

$$\frac{dN}{N} = \frac{10^{-3}\,G\,L\,Z^2 e^4}{4\,A\,E^2}\,\frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)}\,d\Omega\,. \qquad (15)$$

G bedeutet darin die Foliendicke in mg/cm², L die Loschmidtsche Zahl, Z die Kernladungszahl, e die Größe des elektrischen Elementarquantums in elektrostatischen Einheiten, A das Atomgewicht des Folienmaterials und E die kinetische Energie der α-Strahlen in erg. Bei der Ableitung der Gleichung (15) ist vorausgesetzt, daß die α-Teilchen in der Folie keinen Energieverlust erleiden und daß keine Mehrfachstreuung

auftritt. Macht man die Folie so dünn, daß diese beiden Bedingungen erfüllt sind, so kann der Wert von Z mit Hilfe von (15) aus den Meßergebnissen berechnet werden.
Der Versuchsaufbau von CHADWICK, mit dem er die Bestimmung der Kernladungszahl von Cu, Ag und Pt durchführte, ist in Abb. 6 skizziert. Die Versuche ergaben für Z Werte, welche innerhalb der Meßgenauigkeit mit den Ordnungszahlen der untersuchten Elemente übereinstimmten.

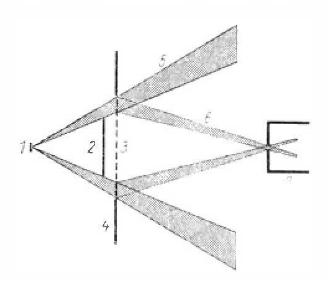


Abb. 6. Versuchsaufbau von Chadwick zur Bestimmung der Kernladungszahl durch Streuung von α-Teilchen (1 = Quelle für α-Strahlen [Po, RaC′], 2 = Blende, 3 = streuende Folie, 4 = Träger für die streuende Folie, 5 = direkter Strahl, 6 = gestreuter Strahl, 7 = Meßgerät für α-Strahlen)

§ 2. Praktisch verwendete Verfahren

Die Kernladungszahl eines vorliegenden unbekannten Stoffes ist bestimmt, wenn seine Stellung im Periodischen System der Elemente festgelegt werden kann. Stehen *wägbare Mengen* des Stoffes zur Verfügung, so werden die Methoden der anorganischen *analytischen Chemie* und auch der *Mikrochemie* zur Identifizierung benützt. Kann ein Röntgenspektrum aufgenommen werden, so ergibt sich die Kernladungszahl aus dem Moseleyschen Gesetz. Um nach der Drehkristallmethode ein Röntgenspektrum zu erhalten, ist eine Mindestmenge von einigen mg Substanz und eine Atomkonzentration von wenigstens 10^{-3} erforderlich. Mit speziellen Röntgenspektrometern – solchen mit gebogenem Kristall – kann man noch Elemente nachweisen, die in einer Atomkonzentration von 10^{-5} enthalten sind. Die optische Spektralanalyse ist bei manchen Elementen, z.B. Alkalien, empfindlicher für den Spurennachweis. Allerdings erfordert sie sehr viel Erfahrung, um linienreiche Spektren richtig zu deuten.
Liegen radioaktive Elemente in *nicht wägbarer Menge* vor, so sind folgende Verfahren anwendbar:

1. In vielen Fällen ermöglicht es der sog. *Verschiebungssatz*, die Kernladungszahl des Produktes zu bestimmen. Der Verschiebungssatz besagt, daß bei radioaktiven Zerfallsprozessen und bei Kernreaktionen die Ladungsbilanz der Reaktionspartner die Ladungszahl des Umwandlungsproduktes festlegt. Beispielsweise wurden die Transurane 95 bis 98 (Am, Cm, Bk, Cf) unter Benutzung des Verschiebungssatzes gefunden. Erst später wurde die Einordnung in das Periodische System durch Messung der Energie der L-Röntgenstrahlung, die durch die radioaktive Strahlung der Körper angeregt wird, bestätigt.

2. Es lassen sich weiter die Verfahren der chemischen Reaktionen und der Röntgenspektroskopie in den meisten Fällen in modifizierter Form für die Bestimmung der Kernladungszahl verwenden. Bei den chemischen Operationen wie Fällen, Lösen, Verdampfung, Destillieren, Sublimieren usw. verfolgt man den

radioaktiven Körper durch Messung seiner Strahlung. Als Charakteristikum dienen ***Art und Energie der Strahlung*** sowie die ***Halbwertszeit***. Die Messung der Intensität der Strahlung ersetzt die analytische Waage. Klassische Beispiele für diese häufig angewandte Methode sind die Entdeckung des Poloniums und Radiums sowie die Entdeckung der Uranspaltung. Bei letztgenannter war der Nachweis entscheidend, daß ein Körper mit 87 min Halbwertszeit, der bei der Bestrahlung von Uran mit Neutronen entsteht und der früher als Radiumisotop aufgefaßt wurde, in Wirklichkeit Barium ist. Der Beweis wurde erbracht, indem eins der Radiumisotope $MsTh_1$ und ThX zu einer mit Barium versetzten Lösung gegeben und eine Radium-Barium-Trennung vorgenommen wurde, wobei der 87-min-Körper sich von den Radiumisotopen trennte und wie Barium verhielt.

3. Bei radioaktiven Umwandlungen treten häufig als Begleiterscheinung ***Röntgenstrahlen*** auf, deren Energie stets charakteristisch für das Umwandlungsprodukt ist. Aus Intensitätsgründen sind die üblichen Verfahren der Röntgenspektroskopie zur Energiebestimmung zu unempfindlich. Die Energie der einzelnen Röntgenquanten kann jedoch nach zwei Methoden gemessen werden.

Nach dem einen Verfahren werden Absorptionsversuche angestellt. Fällt die K_α-Strahlung eines Elementes auf eine Substanz mit etwas niedrigerer Ordnungszahl, so vermag sie aus dieser K-Elektronen abzulösen. Der Absorptionskoeffizient der Röntgenstrahlung ist dann groß. Wählt man als Absorber ein Element mit gleicher oder etwas größerer Ordnungszahl, so reicht die Energie der Strahlung nicht aus, die K-Schale zu ionisieren. Dieser spezielle Absorptionsprozeß tritt also nicht ein, und der Absorptionskoeffizient wird somit erheblich kleiner. Um die Ordnungszahl des Körpers zu bestimmen, der die Strahlung emittiert, wird die Schwächung der Strahlung durch verschiedene Absorptionsmaterialien gemessen. Zeigt sich beispielsweise, daß $_{20}Ca$ und $_{21}Sc$ die Strahlung stark absorbieren, $_{22}Ti$ und $_{23}V$ jedoch weniger, so liegt die K_α-Strahlung von Titan vor. Die Röntgenstrahlen selbst werden durch ein Geiger-Müller-Zählrohr oder durch ein Proportionalzählrohr nachgewiesen.

Das zweite Verfahren zur Bestimmung der Energie der Röntgenstrahlen wird besonders bei Elementen mit niedriger oder mittlerer Ordnungszahl angewandt. Man läßt die Röntgenstrahlen durch ein dünnes Glimmerfenster in ein mit Krypton gefülltes Proportionalzählrohr eintreten. Meist wird der Proportionalzähler in ein homogenes Magnetfeld gestellt, das parallel zum Zähldraht liegt. Die Röntgenquanten ionisieren die Gasfüllung und geben in einem angeschlossenen Verstärker Impulse, deren Größe der Energie der Quanten proportional ist. Ein Impulsanalysator ermöglicht, diese Energie zu bestimmen.

Von besonderer Bedeutung ist die Untersuchung der Röntgenstrahlung beim radioaktiven E-Einfang. Bei diesem Prozeß tritt ein Hüllenelektron der K- oder L-Schale in den Kern ein. Auf die frei gewordene Stelle springt ein Elektron aus einer der äußeren Schalen, wobei ein Röntgenquant emittiert wird. Die Umwandlungsenergie selbst verläßt den Kern als Neutrinostrahlung, die aber direkt nicht nachweisbar ist. E-Einfang und β^+-Prozeß konkurrieren miteinander. Wenn jedoch die Zerfallsenergie kleiner ist als das Energieäquivalent der Ruh-

masse des Positrons (511 keV), so beobachtet man reinen E-Einfang. Beispiele hierfür sind die Körper $_4Be^7$, $_{24}Cr^{51}$, $_{31}Ga^{67}$, $_{32}Ge^{71}$, $_{49}In^{111}$. Das Zerfallschema von $_{32}Ge^{71}$ ist in Abb. 7 dargestellt. Ein solcher Prozeß ist bei Beryllium durch den Rückstoß, sonst aber nur durch die begleitende Röntgenstrahlung – hier von

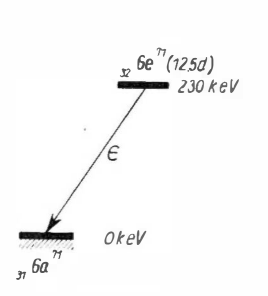


Abb. 7. Zerfallschema von $_{32}Ge^{71}$ (12,5d) als Beispiel für einen reinen E-Einfang

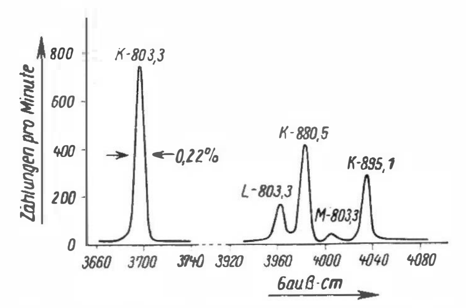


Abb. 8. Teil des Spektrums der Konversionselektronen aus $_{83}Bi^{206}$ (6,4 d), gemessen mit einem Magnet-β-Spektrometer (nach Hedgran, Siegbahn und Svartholm)

$_{31}Ga^{71}$ – nachgewiesen. Das Röntgenquant wird erst nach vollzogener radioaktiver Umwandlung des Kernes abgestrahlt, seine Energie ist also für den Tochterkörper charakteristisch.

4. Begleiten γ-Strahlen die radioaktive Umwandlung, so wird der Effekt der *inneren Konversion* zur Feststellung der Kernladungszahl benutzt. Bei der inneren

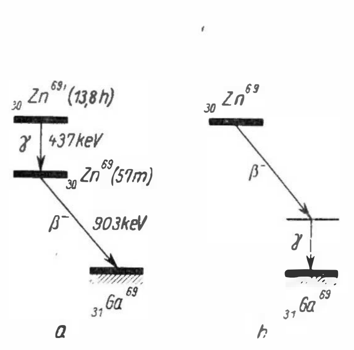


Abb. 9. Richtiges *(a)* und falsches *(b)* Zerfallschema von $_{30}Zn^{69'}$ (13,8 h)

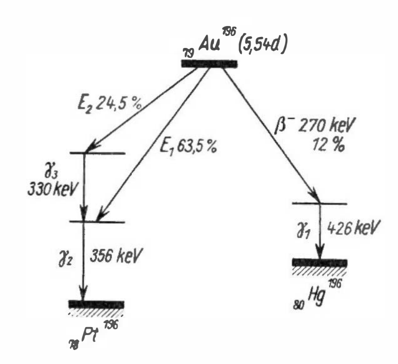


Abb. 10. Zerfallschema von $_{79}Au^{196}$ (5,60 d)

Konversion übernimmt ein Hüllenelektron desjenigen Atoms, das sich umwandelt, die gesamte Energie des γ-Strahles. Das Elektron erhält dabei eine kinetische Energie, die gleich der Energie des γ-Strahles ist, vermindert um die Bindungsenergie. Abb. 8 zeigt als Beispiel das Impulsspektrum solcher Konversionselektronen von $_{83}Bi^{206}$. Dieser Körper wandelt sich unter E-Einfang in $_{82}Pb^{206}$ um, wobei ein sehr kompliziertes Spektrum von γ-Strahlen emittiert wird, das aus 28 einzelnen Linien besteht. Drei von diesen haben Energien von 803,3

880,5 und 895,1 keV. In Abb. 8 sieht man die Linien der Konversionselektronen der γ-Strahlen von 803,3 keV aus der K-, L- und M-Schale deutlich von den Gruppen der K-Elektronen der beiden anderen γ-Quanten getrennt. Die Differenz der Energie zwischen den K-, L- und M-Elektronen ist charakteristisch für $_{82}Pb^{206}$, dem Endprodukt der Umwandlung, das die γ-Linien emittiert.
Zwei Beispiele von vielen sollen zeigen, welche entscheidende Bedeutung die Messung der Elektronen der inneren Konversion für die Aufklärung der Zerfallsschemata besitzen kann. Der Körper $_{30}Zn^{69i}$ ($T_{1/2} = 13{,}8$ h) emittiert beim Zerfall ein β^--Teilchen und ein γ-Quant. Die Energien der K- und L-Konversionselektronen des γ-Strahles unterscheiden sich um 8,64 keV. Diese Differenz ist charakteristisch für Zink. Damit ist ein Zerfallschema nach Abb. 9a festgelegt; ein Zerfallschema nach Abb. 9b wäre mit der gemessenen Energiedifferenz nicht vereinbar.
Der Körper $_{79}Au^{196}$ ($T_{1/2} = 5{,}54$ d) zerfällt, wie das Schema der Abb. 10 zeigt, dual, teils unter E-Einfang zu $_{78}Pt^{196}$ (stabil), teils unter β^--Emission zu $_{80}Hg^{196}$ (stabil). In beiden Zerfallszweigen treten γ-Strahlen auf. Die Frage, ob ein γ-Strahl von Pt oder Hg stammt, wird beantwortet durch die Messung der Energiedifferenz seiner Konversionselektronen aus der K- und L-Schale. Intensitätsmessungen der γ-Strahlen liefern den prozentualen Anteil der verschiedenen Zerfallsrichtungen.

II. Bestimmung der Kernradien

Nach unseren heutigen Erkenntnissen haben die meisten Atomkerne die Gestalt einer *Kugel* und in den anderen Fällen die Form eines *Rotationsellipsoides*, das nur geringfügig von der Kugelgestalt abweicht. Die Kernmaterie zeigt manche Ähnlichkeit mit den Eigenschaften einer Flüssigkeit, so daß als eines der Kernmodelle der Vergleich mit einem Flüssigkeitströpfchen dienen kann. Nach diesem Tröpfchenmodell ist das Volumen des Kernes proportional der Zahl A der Kernbausteine. Dies führt auf den *Kernradius*

$$R = R_0 A^{1/3}; \tag{16}$$

R_0 wird als *Einheitsradius* bezeichnet.
Die verschiedenen experimentellen Verfahren zur Bestimmung des Kernradius bestätigen diese Beziehung. Allerdings ergeben sie für ein und denselben Kern zwei verschiedene Werte für R_0. Mit den Verfahren der einen Gruppe wird der Radius der Kugel bestimmt, den die Kernmaterie einnimmt. Sie liefern also die Abmessung des Kernes, innerhalb dessen die eigentlichen Kernkräfte wirksam sind. Die Verfahren der zweiten Gruppe beruhen auf Effekten der elektrischen Ladung der Protonen.
Weil man zwei verschiedene Radien erhält, je nach der verwendeten Methode, ist es offensichtlich, daß Protonen und Neutronen im Kern nicht gleichmäßig

vermischt sind. Früher wurde vermutet, daß die Konzentration der Protonen wegen ihrer gegenseitigen Abstoßung in der Oberflächenschicht des Kernes größer sei als im Kerninneren. Die Neutronen dagegen sollten sich mehr im Kerninneren aufhalten. In Wirklichkeit ist der Sachverhalt umgekehrt. In der Oberflächenschicht sitzen fast ausschließlich Neutronen. Das oberste besetzte Niveau gemäß der Fermi-Statistik hat für beide Teilchenarten dieselbe Höhe, aber der Boden des Potentialtopfes liegt für die Protonen um die elektrostatische Energie höher als für die Neutronen. Bei Protonen- und Neutronenzahlen der wirklichen Kerne rechnet man mit diesen Angaben einen kleineren Protonen- als Neutronenradius aus (s. a. Bd. II). Wegen der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte überkompensieren also die quantenstatistischen Effekte den Effekt der elektrostatischen Abstoßung.
Der größere der beiden Radien bestimmt also die räumliche Grenze der Neutronenansammlung. Man bezeichnet ihn als *Kernkraftradius* oder *Neutronenradius*. Der kleinere Wert bedeutet den Radius der Kugel, innerhalb dessen sich die Protonen befinden. Er wird *elektrostatischer Radius* oder *Protonenradius* genannt.

§ 3. Messung des Kernkraft-(„Neutronen"-)Radius

a) Halbwertszeit von α-Strahlern

Die Theorie des α-Zerfalls liefert für die Zerfallskonstante λ den Ausdruck

$$\lambda = \lambda_0 e^{-G} = \frac{v}{R} e^{-\left(a - b\sqrt{R}\right)} \tag{17}$$

(s. Bd. II). Die Zerfallskonstante λ und die Geschwindigkeit v der emittierten α-Strahlen können gemessen werden, auch a und b sind bekannte Größen. Gleichung (17) gestattet somit, R zu berechnen. Da R im Exponenten steht und $b\sqrt{R} \gg 1$ ist (bei U^{238} hat dieser Ausdruck den Wert 83), gibt eine sehr kleine Änderung von R sehr empfindliche Größenänderungen in der Zerfallskonstante.

b) Anomale Streuung von α-Teilchen

Hat das α-Teilchen ausreichende kinetische Energie, um die elektrostatische Abstoßung zu überwinden und dem Kern sehr nahe zu kommen, so gerät es in den Bereich der Kernkräfte und wird durch diese gestreut. Diese Streuung am Kernkraftpotential wird als anomale Streuung bezeichnet, im Gegensatz zur normalen oder klassischen Rutherford-Streuung, bei der das auftreffende α-Teilchen nur durch das elektrostatische Feld des Atomkernes abgelenkt wird. Der Einsatzpunkt der anomalen Streuung liefert die Höhe der Coulomb-Schwelle E_H. Aus dieser kann nach der Gleichung

$$R = \frac{z Z e^2}{E_H} \tag{18}$$

der Kernradius R berechnet werden.

c) Wirkungsquerschnitt von Kernreaktionen mit geladenen Teilchen

Durchdringt ein Kern, z. B. ein α-Teilchen, Proton, Deuteron, Triton usw., die Coulomb-Schwelle und gerät in die Wirkungssphäre der Kernkräfte, so kann anstelle oder neben der anomalen Streuung eine Kernreaktion stattfinden, wenn die Energiebilanz dies zuläßt. Beim Beschuß von Ni^{60} mit α-Teilchen treten beispielsweise die Reaktionen $Ni^{60}(\alpha, n)\,Zn^{63}$ sowie $Ni^{60}(\alpha, np)\,Cu^{62}$ und $Ni^{60}(\alpha, 2n)\,Zn^{62}$ ein. Diesen Vorgang faßt man so auf, daß zunächst Ni^{60} und α-Teilchen einen hoch angeregten Compoundkern Zn^{64} bilden, der unter Emission von Nukleonen zerfällt. Die Anregungsfunktion von Kernreaktionen, das ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Geschoßenergie, verläuft proportional der Durchdringungswahrscheinlichkeit der Coulomb-Schwelle. Die Summe der Wirkungsquerschnitte aller Kernreaktionen gibt den Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkernes. Mit steigender Geschoßenergie nimmt dieser Wirkungsquerschnitt exponentiell zu. Aus dem exponentiellen Anstieg kann die Durchdringungswahrscheinlichkeit der Coulomb-Schwelle berechnet werden, und diese Wahrscheinlichkeit liefert analog wie bei dem spontanen α-Zerfall den Kernradius.

d) Wirkungsquerschnitt für schnelle Neutronen

Trifft ein Neutron auf einen Atomkern, so kann es absorbiert oder gestreut werden oder es kann auch den Kern durchdringen, wenn es kinetische Energien von mehr als 100 MeV hat. Der Wirkungsquerschnitt ist eine Funktion des Kernradius. Die Theorie (vgl. Bd. II) liefert für Neutronenenergien zwischen 20 und 100 MeV das Ergebnis, daß der Absorptionsquerschnitt σ_a gleich dem Streuquerschnitt σ_{st} ist. Die Summe beider, der ***totale Wirkungsquerschnitt*** σ_t, beträgt

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_{st} = 2\pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2; \tag{19}$$

$\lambda\!\!\!^{-}$ ist die de Broglie-Wellenlänge des Neutrons, dividiert durch 2π.

e) Resultate der Bestimmung des Kernkraftradius

Mit den im Vorstehenden angegebenen Verfahren können die Kernradien bis auf einige Prozente genau bestimmt werden. Man erhält für den Einheitsradius R_0 Werte von 1,3 bis $1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm, wobei der kleinere Wert für leichte Kerne und der größere für schwere Kerne gilt. Der Unterschied beruht darauf, daß vom Zentrum zum Kernrande die Dichte der Kernmaterie nicht plötzlich, sondern allmählich nach Null hin abnimmt. Diese Randzone hat bei allen Kernen die gleiche Dicke. Somit nimmt bei schweren Kernen die mittlere Dichte der Kernmaterie geringfügig zu. Berücksichtigt man dies, so kann

$$R = (0{,}75 + 1{,}26\,A^{1/3}) \cdot 10^{-13}\ \text{cm} \tag{20}$$

als der z.Z. *wahrscheinlichste Wert für den Kernradius* angesehen werden, der mit allen durchgeführten Messungen am besten übereinstimmt. Der Ausdruck liefert bei $A \simeq 60$ einen Einheitsradius R_0 von $1{,}45 \cdot 10^{-13}$ cm und für die schwersten Kerne, $A \simeq 200$, einen Wert von $R_0 = 1{,}39 \cdot 10^{-13}$ cm.

Um eine allgemeine Orientierung über sonstige Größenverhältnisse zu gewinnen, betrachten wir Gold, ein isotopenreines Element mit einem Kern aus 79 Protonen und 118 Neutronen ($A = 197$). Mit $R_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm gerechnet, mißt der Kernradius $8{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm, und das Kernvolumen $\frac{4}{3}\pi R^3$ beträgt also $2{,}3 \cdot 10^{-36}$ cm³.
Gold enthält im Kubikzentimeter $5{,}9 \cdot 10^{22}$ Atome. In 1 cm³ metallischem Gold nehmen also die Atomkerne ein Volumen von nur $1{,}3 \cdot 10^{-13}$ cm³ ein. Eine Atomgewichtseinheit wiegt $1{,}660 \cdot 10^{-24}$ g. Demgemäß wiegt der Atomkern von Gold $3{,}3 \cdot 10^{-22}$ g. Für die Dichte der Kernmaterie erhalten wir also den Wert $1{,}4 \cdot 10^{14}$ g/cm³. Das bedeutet, daß 1 cm³ Kernmaterie 140 Millionen Tonnen wiegt.

§ 4. Messung des elektrostatischen („Protonen"-)Radius

a) Zerfallsenergie beim β-Prozeß

Die elektrostatischen Kernkräfte lassen sich aus der Zerfallsenergie beim β^+-Prozeß von Spiegelkernen erster Ordnung[1]) berechnen. Beim β^+-Prozeß verwandelt sich ein Proton in ein Neutron. Die anderen Kernbausteine bleiben unverändert. Die Masse des Ausgangskernes läßt sich dann folgendermaßen schreiben:

$$M = M_P + M_{\mathrm{Rumpf}} - W_B + W_{\mathrm{Coul}}\,. \tag{21}$$

Dabei bedeuten M_P die Masse des sich umwandelnden Protons, M_{Rumpf} die Masse der übrigen Nukleonen, W_B das Massenäquivalent der Bindungsenergie, die auf die spezifischen Kernkräfte zurückzuführen ist, und W_{Coul} das Massenäquivalent der Coulomb-Energie der Kernladung.
Für den Tochterkern gilt eine analoge Gleichung, nur ist die Masse des Protons M_P zu ersetzen durch die Masse des Neutrons M_n. Die Differenz der Massen des Ausgangs- und Folgekernes tritt als Zerfallsenergie in Erscheinung. Sie ist gleich der Maximalenergie $E_{\max}$ der Positronen im kontinuierlichen β-Spektrum, vermehrt um die Ruhmasse des Positrons $m_0c^2 = 0{,}51$ MeV. Es ist also

$$\Delta M = M_P - M_n - \Delta W_B + \Delta W_{\mathrm{Coul}} = E_{\max} + m_0c^2\,.$$

Setzen wir das Energieäquivalent der Massendifferenz zwischen Neutron und Proton, $M_n - M_P = 1{,}29$ MeV, ein und stellen um, so erhalten wir

$$E_{\max} = \Delta W_{\mathrm{Coul}} - 1{,}80\ \mathrm{MeV} - \Delta W_B\,. \tag{22}$$

Spiegelkerne haben völlig analogen inneren Aufbau. Bei ihnen ist der Ausdruck ΔW_B gleich Null.

---

[1]) Spiegelkerne erster Ordnung sind zwei isobare Kerne, die aus gleich viel Protonen wie Neutronen bestehen und zusätzlich entweder ein Proton oder ein Neutron enthalten. (s. Bd. II).

Vorausgesetzt, daß die Protonen gleichmäßig im Volumen einer Kugel verteilt sind, beträgt die Coulomb-Energie nach den klassischen Gesetzen der Elektrostatik

$$W_{\text{Coul}} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{R}Z^2 .$$

Die Differenz der Coulomb-Energie zwischen Ausgangs- und Folgekern wird dann im speziellen Fall der Spiegelkerne erster Ordnung gleich

$$\Delta W_{\text{Coul}} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{R}A$$

sein. Damit wird

$$E_{\max} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{R}A - 1{,}80\ \text{MeV}. \tag{23}$$

Die Gleichung (23) gibt einen Zusammenhang zwischen der Maximalenergie des Positronenspektrums und dem Kernradius. Sie liefert allerdings noch nicht den genauen Wert des Protonenradius, da bei der Berechnung der Coulomb-Energie noch einige Korrekturen, die zusammen etwa 20% ausmachen, anzubringen sind. Wegen des halbzahligen Spins der Protonen existiert eine wellenmechanisch ableitbare Austauschkraft, die ein Zusatzglied zur Coulomb-Energie ergibt. Ferner ist noch zu berücksichtigen, daß nach dem Schalenmodell des Atomkernes das unpaarige Proton, das die β^+-Umwandlung vollführt, sich im Zeitmittel mehr gegen den Kernrand zu aufhält als die anderen. Dies erniedrigt etwas die Coulomb-Energie des Ausgangskernes.

b) Streuung schneller Elektronen

Den folgenden drei Methoden zur Bestimmung des elektrostatischen Radius ist gemeinsam, daß durch eine Sonde, die in den Kern eindringt, das elektrostatische Potential im Inneren des Kernes bestimmt wird. Der Verlauf des elektrostatischen Potentials U in Abhängigkeit vom Mittelpunktsabstand r wird in Abb. 11 dargestellt. Außerhalb des Kernes, $r \geqq R$, gilt das Gesetz $U(r) = \frac{Ze}{r}$, dessen Gültigkeit sich auch in das Innere des Kernes erstrecken würde, wäre die Ladung des Kernes im Mittelpunkt konzentriert (Punktmodell). Säße die Ladung nur an der Oberfläche, so würde sich im Kerninneren ein konstantes Potential $U(r) = \frac{Ze}{R}$ ausbilden. Bei homogener Volumenladung gilt im Kerninneren, also bei $r \leqq R$, der Potentialverlauf

$$U(r) = \frac{Ze}{R}\left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2\right]. \tag{24}$$

Dieser Verlauf, der den tatsächlichen Verhältnissen nahekommt, ist in Abb. 11 stark ausgezogen. Wir bemerken, daß bei Volumenladung das Potential im Kerninneren durchweg kleiner ist als bei einer Punktladung im Zentrum.

Zwischen einem stabilen Kern und einem Elektron besteht keine spezifische Kraftwirkung, die etwa den Bindungskräften zwischen den Kernbausteinen analog wäre. Zumindest sind solche nichtelektrischen Kräfte so klein, daß sie bisher nicht

beobachtet wurden. Die einzige Kraftwirkung ist die elektrostatische Coulomb-Kraft. Das Elektron kann sich also ungehindert in der Kernmaterie bewegen.
Für Elektronen mit einer kinetischen Energie unter 2 MeV ist die Streuung im elektrischen Feld außerhalb des Kernes so überwiegend, daß die Wirkung der Feinheiten des Potentialverlaufes im Kerninneren überdeckt wird. Besitzen aber die Elektronen kinetische Energien größer als 10 MeV, so kommt zur Geltung, daß bei homogener Ladungsverteilung das elektrostatische Potential im Kerninneren kleiner ist als bei Punktladung. Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung solcher Elektronen hat demgemäß einen kleineren Wert als für eine Punktladung des Kernes (Streuformel von MOTT) berechnet wird. Aus dem gemessenen Streuquerschnitt kann man auf die Ladungsverteilung und aus ihr auf den Kernradius schließen.

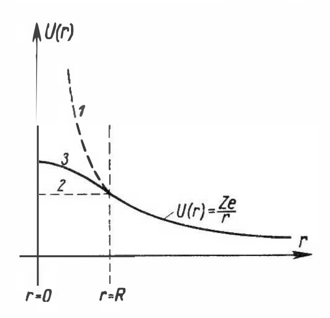


Abb. 11. Verlauf des elektrostatischen Potentials $U(r)$ außerhalb und innerhalb des Kernes bei verschiedenen Annahmen über den Ort der Kernladung (Kurve 1: Punktladung; Kurve 2: Oberflächenladung; Kurve 3: Volumenladung)

c) Isotopieverschiebung von Spektrallinien

Die Berechnung der Wellenfunktionen von Hüllenelektronen zeigt, daß die Wellen sich bis zum Kernmittelpunkt erstrecken. Die Hüllenelektronen halten sich also mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch im Kerninneren auf. Besonders hoch ist diese Wahrscheinlichkeit für die sog. s-Elektronen. Elektronen im p-Zustand kommt eine Wellenfunktion zu, die sich mit bedeutend geringerer Amplitude in das Kerninnere erstreckt. Je größer der Atomkern bei gleicher Ladungszahl ist, um so mehr wird die Bindungsenergie für ein s-Elektron herabgesetzt, während sie für ein p-Elektron nahezu unverändert bleibt. Spektrallinien, die durch Kombination eines p-Termes mit einem s-Term zustande kommen, haben also eine etwas kleinere Frequenz, wenn der Kern einen größeren Radius hat. Bei Untersuchung eines Isotopengemisches von $_{82}$Pb mit den Massen 204, 206, 208 oder von $_{80}$Hg mit den Massen 196, 198, 200, 202, 204 zeigen also geeignete Spektrallinien eine Hyperfeinstruktur, weil diesen Isotopen verschiedene Radien zukommen.
Aus der Größe dieser Isotopieverschiebung läßt sich der Radius berechnen. Die Methode ist beschränkt auf Kerne mit gerader Neutronen- und gerader Protonenzahl. Bei Kernen anderer Typen ist der Spin nicht Null, und die Kerne haben daher ein magnetisches Dipolmoment, welches eine Hyperfeinstruktur der Linie bereits bei einem einzigen Isotop ergibt.
Die Bedeutung der Messung der Isotopieverschiebung liegt nicht so sehr in der Absolutbestimmung des Kernradius, die nicht sehr genau ausfällt, sondern in der Feststellung der Differenzen in den Radien der einzelnen Isotope. Bei diesen Relativmessungen treten feinere Züge in Erscheinung. Beispielsweise ist zwischen

den Samarium-Isotopen $_{62}Sm_{88}^{150}$ und $_{62}Sm_{90}^{152}$ eine anomale große Isotopieverschiebung bereits 1934 von Schüler und Schmidt festgestellt worden. Dies zeigt an, daß zwischen diesen zwei Isotopen ein anomal großer Unterschied im Kernradius besteht. Eine gleich große Anomalie ist bei den Isotopen $_{60}Nd_{88}^{148}$ und $_{60}Nd_{90}^{150}$ sowie $_{63}Eu_{88}^{151}$ und $_{63}Eu_{90}^{153}$ zu beobachten. Hierin zeigt sich der Effekt von abgeschlossenen Neutronenschalen.
Es ist noch darauf hinzuweisen, daß ebenso wie die Spektrallinien im sichtbaren Gebiet auch die Röntgenlinien eine Isotopieverschiebung aufweisen. Bei $Z = 90$ gibt die Volumenladung des Kernes gegenüber der Punktladung rechnungsmäßig eine Verringerung des L_{III}- und L_{II}-Niveaus von etwa 0,3%. Dies stimmt auch annähernd mit den gemessenen Werten überein. Bei kleineren Kernladungszahlen verringert sich dieser Effekt sehr rasch und sinkt unter die Nachweisschwelle.

d) μ-Mesonen-Atome

Die räumliche Ausdehnung der Kernladung gibt bei den Spektrallinien nur eine sehr kleine Frequenzänderung. Der Kernradius ist von der Größenordnung 10^{-12} cm, der Abstand eines Hüllenelektrons vom Kern mißt jedoch etwa 10^{-8} cm. Das Hüllenelektron ist also, verglichen mit den Kernabmessungen, sehr weit vom Kern entfernt, und daher erstreckt sich die Wellenfunktion des Elektrons nur zu einem sehr geringen Bruchteil in das Kerninnere hinein.
Negative μ-Mesonen, die in der kosmischen Strahlung vorkommen und auch durch große Beschleuniger künstlich erzeugt werden können, haben (wie das Elektron) den Spin $\frac{1}{2}$, eine Ladung von der Größe des Elementarquantums, aber eine Masse, die 212mal größer ist als die des Elektrons. Da die negativen μ-Mesonen in bezug auf Spin und Ladung mit den Elektronen übereinstimmen, sind die Quantenbahnen ihrer Bewegung um den Atomkern völlig gleich denen der gewöhnlichen Hüllenelektronen. Wegen der größeren Masse ist jedoch in der Bohrschen Ausdrucksweise der Radius der K-Bahn des μ-Mesons 212mal kleiner als der Bahnradius eines gewöhnlichen K-Elektrons. Wegen des erheblich kleineren Radius entfällt bei einem μ-Mesonen-Atom ein größerer Bruchteil der Wellenfunktion des μ-Mesons auf das Innere des Atomkernes als bei einem normalen Hüllenelektron. Wegen der Abweichung des Potentialverlaufs einer Punktladung vom tatsächlichen Feld im Kerninneren wird die Bindungsenergie des μ-Mesons in der K-Schale sehr stark verkleinert. Die Frequenzänderung der Spektrallinie, die von einem μ-Meson-Atom emittiert wird, ist also sehr viel größer als bei dem Effekt der Isotopieverschiebung bei den gewöhnlichen Hüllenelektronen. Für ein Blei-μ-Meson-Atom gibt die Berechnung bei einer Punktladung des Kernes die Energie der K-Linie zu 16,4 MeV. Gemessen wird aber 6,02 MeV! Dieser enorme Unterschied ermöglicht es, den Kernradius sehr genau zu bestimmen. μ-Mesonen haben eine Lebensdauer von $2 \cdot 10^{-6}$ sec. Die Übergangszeit bei den Quantensprüngen der μ-Mesonen beträgt rund 10^{-13} sec, ist also klein gegen die Lebensdauer der Mesonen. μ-Mesonen-Atome existieren zwar nur kurze Zeit, sie reicht jedoch aus, die Emissionslinien der μ-Mesonen-Atome meßbar zu machen.

e) Resultate der Bestimmung des elektrostatischen Radius

Die im vorstehenden angeführten vier Methoden zur Bestimmung des elektrostatischen Radius geben übereinstimmende Resultate. Homogene, kugelförmige Protonenverteilung im Kern angenommen, führen sie zu einem Wert des Einheitsradius von

$$R_0 = (1{,}20 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-13}\ \text{cm}. \tag{25}$$

Die Annahme einer homogenen Ladungsverteilung trifft allerdings nicht genau zu. Wegen der Abstoßung der Protonen untereinander ist ihre Dichte in der Gegend des Kernmittelpunktes niedriger als etwas weiter außen. Diese Abweichung ist jedoch so gering, daß sie den Wert des elektrostatischen Radius nur innerhalb der angegebenen Fehlergrenze ändern dürfte.

III. Bestimmung der Kernmassen

Die Verfahren zur Bestimmung der Masse von Atomkernen sind je nach Art der Fragestellung sehr verschieden. Am einfachsten ist es, die Massenzahl A eines Isotopes zu bestimmen. Geräte, mit denen man die Massenzahlen der einzelnen Isotope und ihre relativen Häufigkeiten mißt, nennt man *Massenspektrometer*. Der grundsätzliche Aufbau und ihre Wirkungsweise werden im § 8 besprochen. Ist man dagegen am genauen Massenwert M eines Isotops interessiert, so bedient man sich der *Massenspektrographen* (§ 9).

F.W. Aston [1] hatte schon 1920 gefunden, daß die Masse eines Isotops nicht genau gleich der Summe der Massen der in ihnen vereinigten Nukleonen, sondern stets um einen kleinen Betrag – dem *Massendefekt* – kleiner ist. Wie im Bd. II eingehend behandelt werden wird, ist der Massendefekt ein Maß für die *Bindungsenergie* des Atomkernes. Wenn man einerseits mit Hilfe der Massenspektroskopie den Massendefekt und andererseits mit kernphysikalischen Methoden die Bindungsenergie bestimmt, hat man hierdurch die Möglichkeit, die Ergebnisse beider Methoden miteinander zu vergleichen und so systematische Fehler auszuschließen. Alle in diesem Abschnitt behandelten Methoden der Massenbestimmung sind Relativmessungen und beziehen sich auf die Einheit der physikalischen Massenskala, die bekanntlich als der 16. Teil der Masse des Sauerstoffisotops 16 definiert ist.

Zur *Geschichte der Massenspektroskopie* bemerken wir folgendes: Der erste Massenspektrograph wurde 1910 von J. J. Thomson [2] erbaut. Mit diesem Gerät zerlegte er einen schmalen Ionenstrahl mit Hilfe eines homogenen elektrischen und eines diesem gleichgerichteten, ebenfalls homogenen Magnetfeldes nach Masse und Energie. Bei diesem Gerät schlagen sich die Ionen auf dem Auffänger in einer Ebene senkrecht zum Primärstrahl längs charakteristischer Parabeln nieder, was

zur Bezeichnung ***Parabelspektrograph*** für diese Art der Anordnung führte. Er fand hierbei, daß viele stabile Elemente aus verschieden schweren Atomsorten gleicher Kernladungszahl – den *Isotopen* – bestehen. Einen wesentlichen Fortschritt brachte der von F. W. ASTON [1] 1919 konstruierte Massenspektrograph (Abb. 12). Hier läßt man auf einen durch zwei Spalte *Sp* ausgeblendeten Strahl von Ionen mit Energien von 20 bis 50 keV zunächst ein elektrisches, dann ein

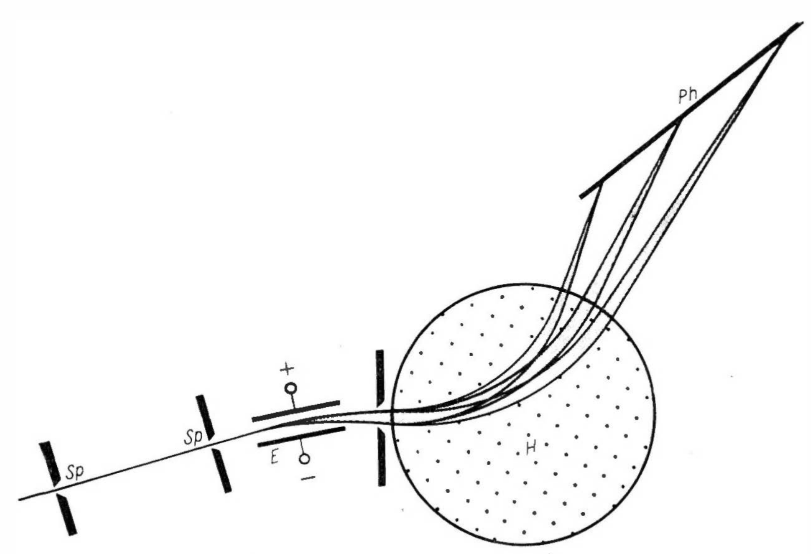


Abb. 12. Strahlengang im Massenspektrographen von Aston [1]

magnetisches Feld, E und H, einwirken. Die Felder sind so angeordnet und bemessen daß die durch das elektrische Feld hervorgerufene Dispersion der Ionen verschiedener Geschwindigkeiten durch die Wirkung des magnetischen Feldes wieder aufgehoben wird. Daher werden alle Ionen mit gleichem $\frac{e}{m}$ trotz verschiedener Geschwindigkeit auf die gleiche Stelle der Photoplatte *Ph* fokussiert.

Durch die sich im Verlaufe der Entwicklung vertiefende Kenntnis der Gesetzmäßigkeiten und Eigenschaften bestimmter elektrischer und magnetischer Feldkombinationen wurde die Bestimmung der Isotopenmassen immer genauer, und heute werden Auflösungsvermögen bis zu 900 000 erreicht. Da mit zunehmender Auflösung die Ionenströme in den Massenspektrographen sehr klein werden, muß ihr Nachweis im allgemeinen mit der Photoplatte erfolgen. Diese Art des Nachweises ist für exakte Massenbestimmung sehr vorteilhaft, aber für die genaue Messung der relativen Häufigkeit der Isotope zu umständlich. Daher erfolgte neben der Verbesserung des Auflösungsvermögens der Massenspektrographen eine getrennte Entwicklung von Apparaten, bei denen die Ionenströme der einzelnen Isotope mit elektrischen Hilfsmitteln gemessen werden können.

Apparate dieser Art nennt man Massenspektrometer. Besonders große Verdienste an der Entwicklung derartiger Geräte hat A. O. NIER [3].
Offensichtlich besteht ganz allgemein jedes Massenspektroskop aus drei Hauptteilen, die zur Ionenstrahlerzeugung, zur Ionenstrahlablenkung und -fokussierung und zur Registrierung des Massenspektrums dienen. Hinzu kommen weitere Zusatzgeräte wie die elektronischen Stabilisatoren für die verschiedenen Ströme und Spannungen, die Vakuumerzeugungsanlage und die Einlaßvorrichtung für die zu analysierenden Präparate. Im nächsten Kapitel werden die einzelnen Teile eingehend behandelt.

§ 5. Erzeugung von Ionenstrahlen

Man kann auf sehr verschiedene Weise Ionenstrahlen erzeugen, und die Zahl der in der Literatur beschriebenen Konstruktionen beträgt weit über 1000. Im folgenden beschränken wir uns auf die Besprechung von fünf besonders bewährten Typen von Ionenquellen.

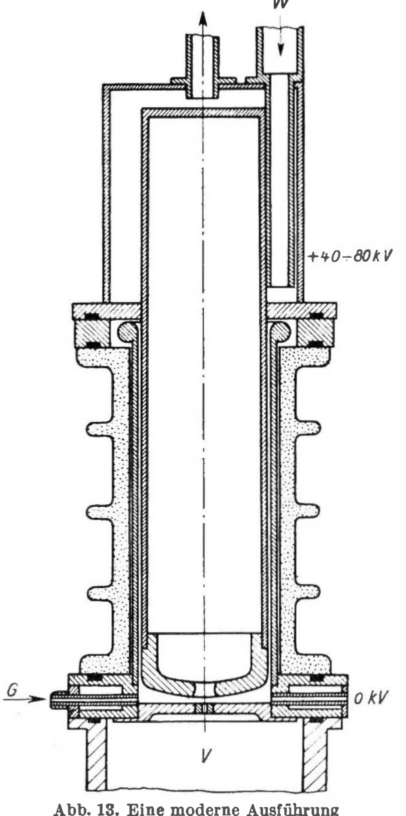


Abb. 13. Eine moderne Ausführung des Kanalstrahlrohres [35]
W=Kühlwasser, *G*=Gaszufuhr, *V*=Vakuumgefäß

Allen neueren Konstruktionen gemeinsam ist das Bestreben, intensive, zeitlich konstante Ionenströme möglichst einheitlicher Energie unter Verwendung kleinster Substanzmengen zu erzeugen. Die Substanz muß hierbei, ausgenommen bei thermischen Ionenquellen, in gasförmigem Zustand vorliegen, und zwar bei Drucken zwischen 10^{-2} und 10^{-6} Torr. Um dies bei schwer verdampfbaren Substanzen zu erreichen, bedient man sich unter Umständen eines kleinen, elektrisch geheizten Verdampfer-Öfchens, das in unmittelbarer Nähe der Ionenquelle angebracht wird.
In den Abb. 13 bis 18 sind, nach zunehmender Energiehomogenität der Ionen geordnet, die gebräuchlichsten Ionenquellen zusammengestellt. Die erste Ionenquelle, mit der überhaupt Ionenstrahlen erzeugt wurden, ist das *Kanalstrahlrohr* (Abb. 13). Es besteht aus einem langen, einseitig verschlossenen Rohr, welches einer Platte gegenübersteht, die mit einem engen Kanal versehen ist. In dieses System wird das Gas unter einem Druck von 10^{-2} bis 10^{-3} Torr eingeleitet. Legt man

an das Rohr eine positive Spannung von 40 bis 80 kV gegenüber der Platte an, so bildet sich im Innern eine Gasentladung aus, die sich längs der Rohrachse in Kathodennähe zu einem dünnen Strahl zusammenzieht. Die positiven Ionen dieser Entladung fliegen durch den Kanal in der Kathode in das Hochvakuum mit Energien zwischen 0,1 und 0,8 der an das Rohr angelegten Spannung. Der Vorteil des Kanalstrahlrohres liegt darin, daß der Aufbau sehr einfach ist und keine Glühkathode verwendet wird. Dadurch hat diese Ionenquelle eine außerordentlich lange Lebensdauer, auch unter abnormen Betriebsbedingungen. Aus diesen Gründen wird sie auch heute noch viel angewandt. Außerdem treten die Ionen in Form eines sehr scharf gerichteten Strahles aus dem Kanal aus und brauchen deshalb nachträglich nicht weiter gebündelt zu werden. Der Hauptnachteil ist die sehr breite Energieverteilung der Ionen.

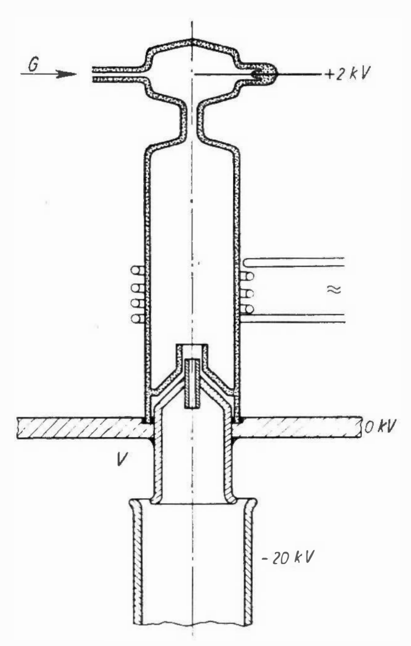


Abb. 14. Hochfrequenzionenquelle [33]
G = Gaszufuhr, V = Vakuumgefäß

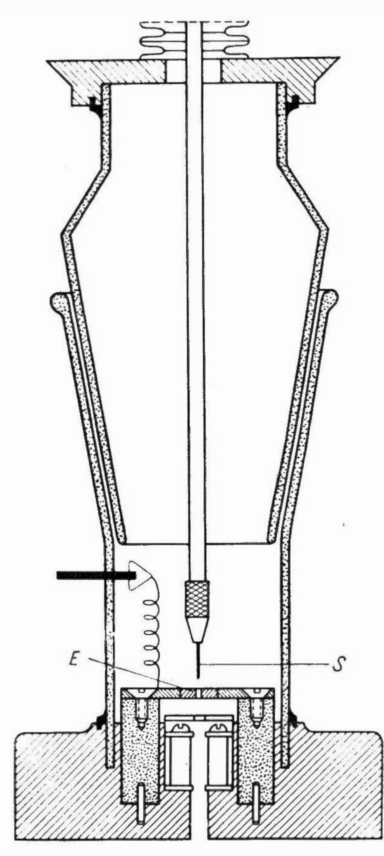


Abb. 15. Vakuumfunkenionenquelle [36]

In den letzten Jahren wurde in zunehmendem Umfange das Kanalstrahlrohr von der *Hochfrequenzionenquelle* verdrängt. Eine typische Form dieser Ionenquelle ist in der Abb. 14 dargestellt. Das zu ionisierende Gas befindet sich unter einem Druck von 10^{-4} Torr im Innern eines zylindrischen Glaskolbens. Die Hochfrequenzentladung im Gasraum wird durch die elektromagnetischen Wirbel-

felder ausgelöst, die eine Hochfrequenzspule erzeugt, welche mit Hochfrequenz von einigen MHz bei einer Leistung von 100 bis 300 Watt gespeist wird. Das sich ausbildende Plasma nimmt etwa das Potential des Anodenstiftes an, der eine positive Spannung von einigen kV gegen Kathode hat. In Richtung zur Kathode hat das HF-Plasma eine scharfe, sphärisch gekrümmte Begrenzung mit der Kathode als Krümmungsmittelpunkt. Aus dieser Kugelfläche treten die Ionen praktisch senkrecht aus (analog wie Elektronen aus einer Glühkathode) mit Stromdichten, die sich aus dem $U^{3/2}$-Gesetz ergeben. Das divergent aus der Bohrung in der Kathode austretende Ionenbündel muß durch eine spezielle elektrostatische Fokussierungsoptik zu einem engen Strahl umgeformt werden. Die Energieverteilung der Ionen schwankt bei dieser Ionenquelle um etwa 10 bis 20 eV um den durch die Anodenspannung gegebenen Mittelwert. Aus dieser Ionenquelle lassen sich Ionenströme von einigen mA absaugen. Der Hauptvorteil dieses Types ist neben dem Fehlen einer Glühkathode der niedrige Betriebsdruck. Ungünstig ist die noch recht breite Energieverteilung und die große Divergenz des Ionenstrahles.

Zur Messung von schwer verdampfbaren Substanzen und zur Erzeugung mehrfach geladener Ionen hat sich der schon aus der Lichtspektroskopie bekannte *Hochfrequenzvakuumfunken* als Ionenquelle gut bewährt (Abb. 15). Der Funke zündet im Hochvakuum zwischen einer Stiftelektrode S und einer Lochscheibe aus Wolfram (Elektrodeneinsatz E), die im Abstande einiger zehntel Millimeter die Spitze umgibt. Die Spitze besteht aus dem Analysenmaterial selbst oder aus einer gepreßten Pille aus Metallpulver und dem Analysenmaterial.

Die Energiehomogenität der emittierten Ionen ist wesentlich besser als beim Kanalstrahlrohr. Die Vorteile dieser Ionenquelle sind:

1. robuster Aufbau ohne Glühkathode;
2. die Quelle arbeitet im Hochvakuum;
3. man kann mehrfach geladene Ionen erzeugen;
4. alle festen Substanzen lassen sich verwenden.

Nachteilig ist die gegenüber dem Kanalstrahlrohr wesentlich kleinere Intensität und, wegen des Elektrodenabbaues, die geringe zeitliche Stabilität.

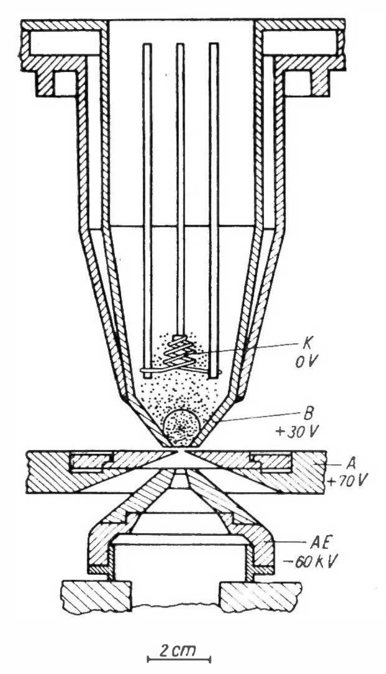


Abb. 16. Niedervoltbogenionenquelle (B = Zwischenelektrode, AE = Beschleunigungselektrode) [37]

Ionenströme bis etwas über 100 mA lassen sich aus einer *Bogenionenquelle* entnehmen (Abb. 16). Der Bogen brennt zwischen einer

kräftigen Glühkathode K und einer Anode A in dem zu untersuchenden Gase bei einem Druck von 10^{-2} bis 10^{-3} Torr. Man kann die Dichte des Plasmas entweder durch Einschnürung des Bogens durch eine Kapillare bzw. Blende oder durch Verwendung eines Magnetfeldes in Richtung der Achse des Bogens erhöhen. Die Absaugung der Ionen kann sowohl axial durch eine Bohrung in der Anode als auch quer zur Entladung längs einer spaltförmigen Öffnung erfolgen.

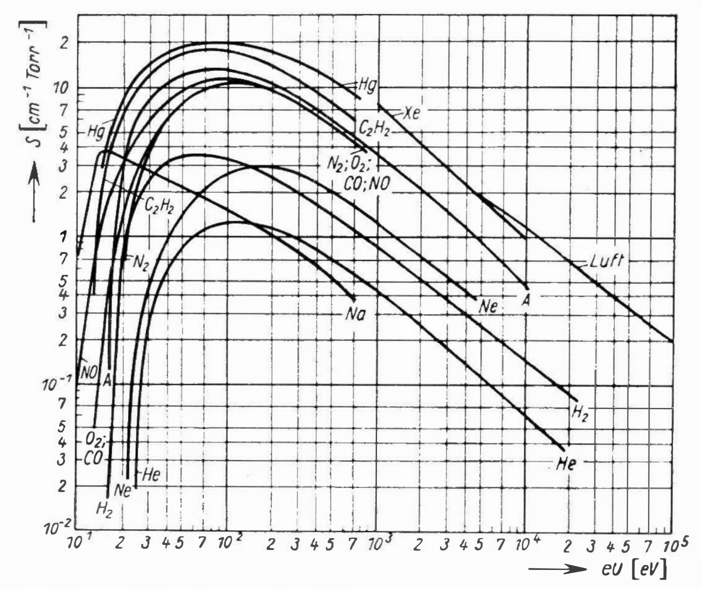


Abb. 17. Die differentielle Ionisierung S für verschiedene Gase in Abhängigkeit von der Energie eU der Elektronen

Der Vorteil dieses Types ist der geringe Unterschied der Energie der Ionen (nur wenige eV). Nachteilig wirkt sich die Verwendung einer Glühkathode aus, die infolge des ständigen Ionenbombardements schnell abgebaut wird und daher nach 5 bis 25 Betriebsstunden ausgewechselt werden muß.

Eine besonders häufig in Massenspektrometern angewandte Methode zur Erzeugung von Ionen ist die Ionisierung durch Elektronenstoß (*Elektronenstoßionenquelle*). Elektronen mit Energien zwischen 50 und 150 eV ionisieren ein verdünntes Gas mit erheblicher Wahrscheinlichkeit. Als Maß für die Ionisierungswahrscheinlichkeit hat man den Begriff der *differentiellen Ionisierung S* eingeführt. Man versteht darunter die Zahl der von einem Elektron auf 1 cm seines Weges in dem betreffenden Gase gebildeten Ionen bei einem Druck von 1 Torr und einer Gastemperatur von 0° C. In der Abb. 17 ist die differentielle Ionisierung für verschiedene Gase in Abhängigkeit von der Energie der Elektronen aufgetragen. Die Kurven durchlaufen alle ein Maximum bei etwa der drei- bis fünffachen Ionisierungsspannung des betreffenden Moleküls oder Atoms. Praktisch arbeitet man bei Drucken von

10^{-4} Torr und darunter. Die erzeugten Ionen werden mit Hilfe eines schwachen elektrischen Feldes aus der Ionisierungszone abgesaugt und dann mit Hilfe eines elektrostatischen Linsensystems beschleunigt und in einen scharf gebündelten Ionenstrahl verwandelt. Dieser Ionenquellentyp ist universell anwendbar für alle Substanzen, mit denen man Partialdrucke von mindestens 10^{-10} Torr erzeugen kann. Die verschiedenen Konstruktionen unterscheiden sich nur durch die relative Lage des Gasstrahles zum Elektronenstrahl und beide wiederum zur Absaugrichtung des Ionenstrahles. Außerdem werden die Elektronen in vielen Fällen mit Hilfe eines schwachen Magnetfeldes von einigen 100 Gauß durch die Ionenquelle geleitet (s. BARNARD [4]). Es ist das große Verdienst von NIER [3], eine Ionenquelle nach diesem Prinzip entwickelt zu haben, die mit geringfügigen Abänderungen seither in allen Massenspektrometern verwendet und geradezu als die klassische Ionenquelle für Massenspektrometer bezeichnet wird.

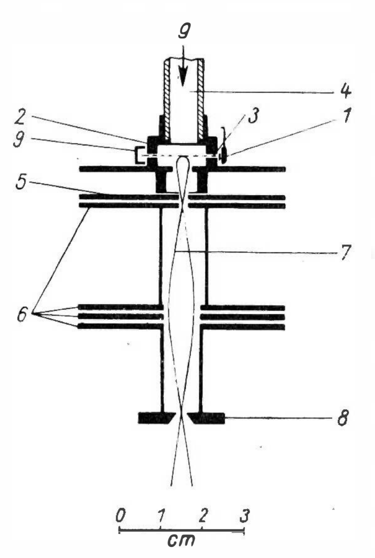


Abb. 18. Elektronenstoßionenquelle des Massenspektrometers der DAdW zu Berlin [31]

Eine Elektronenstoßionenquelle ist in Abb. 18 dargestellt. Die aus der Glühkathode (1) austretenden Elektronen werden durch eine zwischen Kathode und Ionisatorkästchen (2) liegende Beschleunigungsspannung abgesaugt und treten durch einen kleinen Schlitz (3) in den Ionisierungsraum. Hier ionisieren sie einen kleinen Bruchteil der aus dem Zuführungsrohr (4) austretenden Gasmoleküle. Die dem Gaszuführungsstutzen gegenüberliegende Stirnseite des Ionisatorkästchens enthält einen Spalt. Ihr schließt sich in 1 mm Abstand eine Platte (5) an, die gegen das Kästchen eine Spannung von etwa 150 V hat. Platte und Kästchen haben je einen Spalt von 1 mm Weite und etwa 10 mm Höhe. Der Durchgriff der zwischen den beiden Platten herrschenden Feldstärke durch den Schlitz erzeugt im Innern des Kästchens einen sehr kleinen Potentialgradienten in Richtung Spalt. Hierdurch werden die gebildeten Ionen abgesaugt und können nach Durchfliegen des Spaltes weiter beschleunigt und durch die Fokussierungselektroden (6) zu einem Ionenstrahl (7) formiert werden. Natürlich beeinflußt das an sich geringfügige Absaugfeld im Kasteninnern auch den Elektronenstrahl, der hierdurch etwas aus seiner geraden Bahn in Richtung zum Gaszuführungsstutzen abgelenkt werden würde. Um dies zu verhindern und um die Intensität des Elektronenstrahles zu steigern, verwendet NIER [3] ein schwaches magnetisches Führungsfeld. Es sei aber erwähnt, daß hierdurch Rückwirkungen auf die Bahnen, besonders der leichten Ionen, erfolgen. Daher können bei Ionenquellen mit magnetischen Führungsfeldern systematische Fehler auftreten, weil die Spalte nicht gleichmäßig ausgeleuchtet werden.

In Fortentwicklung der *Nierschen* Ionenquelle hat HEIL [5] eine wesentliche Verstärkung der Wirkung der Elektronen dadurch erreichen können, daß er dem Elektronenauffänger (9) eine in bezug auf die Kathode negative Spannung gab. Die Elektronen, durch das Führungsfeld an Schraubenbahnen längs der Kraftlinien gebunden, laufen bis dicht an die Reflektorelektrode heran und kehren dann im elektrischen Bremsfeld um. Sie pendeln nun bis zu 100mal durch den Gasraum zwischen Kathode und Reflektorelektrode hin und her und haben daher eine wesentlich größere Aussicht, ein Gasatom zu ionisieren. Die Ionenströme sind demzufolge bei gleicher Emission der Kathode 10 bis 100mal größer als ohne Pendelung. Die Energiehomogenität des Ionenstrahles ist bei dieser Ionenquelle sehr gut (Schwankungen < 1 eV).

Für eine Reihe von Elementen und deren Verbindungen gibt es eine sehr einfache Möglichkeit, Ionenstrahlen zu erzeugen. Das Prinzip beruht auf dem *Langmuir-Effekt* [6]. Haftet ein Atom an einer Metalloberfläche, deren Elektronenaustrittsarbeit größer ist als die Ionisierungsarbeit des Atoms, so wird es ionisiert, und falls das Metall genügend erhitzt wird, dampft es als Ion ab. Als geeignete Unterlagen haben sich reines Wolfram (Austrittsarbeit 4,55 eV) und oxydiertes Wolfram (Austrittsarbeit $\simeq 8$ eV) gut bewährt. Mit Hilfe dieses Effektes kann man von einer großen Reihe von Elementen Ionenstrahlen erzeugen, mit Ionenenergien, die um weniger als 0,1 eV um den Mittelwert schwanken (Tabelle 1). Hierbei betragen die Stromdichten bis zu 10^{-4} A/cm^2.

Tabelle 1. Die Erzeugung von Ionen mit Hilfe der thermischen Ionenquelle

emittiertes Ion	Substanz	emittiertes Ion	Substanz	emittiertes Ion	Substanz
Na^+	$NaSO_4$	Br^+	KBr	Dy^+	Dy_2O_3
Al^+	Al_2O_3	Zr^+	ZrO_2	Ho^+	Ho_2O_3
Cl^+	KCl	Mo^+	Mo_2O_3	Er^+	Er_2O_3
Ti^+	Ti_2O_3	In^+	In_2O_3	Tm^+	Tm_2O_3
V^+	V_2O_3	J^+	KJ	Yb^+	Yb_2O_3
Cr^+	Cr_2O_3	Cs^+	Cs_2SO_4	Lu^+	Lu_2O_3
Mn^+	Mn_2O_3	Ba^+	BaO	Hf^+	HfO_2
Fe^+	Fe_2O_3	Sm^+	Sm_2O_3	W^+	WO_2
Co^+	Co_2O_3	Eu^+	Eu_2O_3	Pb^+	PbO
Ni^+	Ni_2O_3	Gd^+	Gd_2O_3	Bi^+	Bi_2O_3
Ga^+	Ga_2O_3	Tb^+	Tb_2O_3		

Eine sehr konstante und ergiebige Quelle dieses Types ist die in der Abb. 19 dargestellte *thermische Ionenquelle.* Mit einer Pillenpresse wird Wolframpulver (1), das mit einigen Volumenprozent des zu analysierenden Alkalichlorids vermengt ist, in einen flachen Tiegel (2) aus Molybdänblech hineingepreßt. Der Tiegel wird durch Wärmestrahlung einer Wolframheizwendel (3) langsam auf 800° C erhitzt. Hierbei zersetzt sich das Chlorid, und das Wolframpulver überzieht sich mit einer dünnen Schicht des Alkalimetalls. Diese Ionenquelle liefert während vieler Stunden einen konstanten Ionenstrom von einigen μA/cm^2. Die

Blende (4), die möglichst genau in der Ebene der Tiegeloberfläche liegen soll, hat das gleiche Potential wie der Tiegel. Legt man zwischen diesem System und einer weiteren Elektrode (5) eine Absaugspannung an, so sind die Potentialflächen Ebenen, und man erhält einen sauberen Parallelstrahl von Ionen sehr guter Energiehomogenität. Außer den hier etwas eingehender beschriebenen Konstruktionen gibt es noch eine große Anzahl anderer bewährter Anordnungen. Der Grund für die Entwicklung stets neuer Ionenquellen liegt darin, daß die Lösung neuer Probleme oft speziell hierfür entwickelte Ionenquellenkonstruktionen erfordert. In diesem Zusammenhang seien nur die Ionenquellen zur Erzeugung mehrfach geladener Ionen oder solche für extrem niedrigen Substanzverbrauch erwähnt.

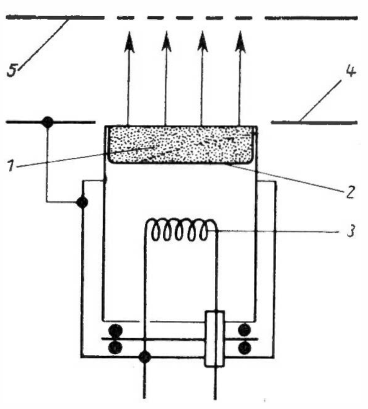


Abb. 19. Thermische Ionenquelle [34]

§ 6. Methoden der Zerlegung und Fokussierung eines Ionenstrahles in ein Massenspektrum[1])

Im folgenden werden die Methoden behandelt, mit denen man den Ionenstrahl in ein *Massenspektrum* zerlegen kann. Am häufigsten geschieht dies mit Hilfe eines *homogenen Magnetfeldes*. Ionen gleicher Masse m und Geschwindigkeit v beschreiben in einem homogenen Magnetfeld H, dessen Kraftlinien senkrecht zur Achse des Ionenstrahles stehen, kreisförmige Bahnen.
Es gilt

$$\frac{m v^2}{\varrho} = \frac{e}{c} v H$$

(Lorentzkraft). Hieraus ergibt sich der Bahnradius

$$\varrho = \frac{c m v}{e H}. \tag{26}$$

Er ist dem Impuls mv des Teilchens proportional. Erhält das Teilchen seine Geschwindigkeit auf Grund der Beschleunigung durch eine elektrische Spannung U, so gilt für seine kinetische Energie

$$\frac{m v^2}{2} = e U,$$

und hieraus ergibt sich die Geschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2 e U}{m}}.$$

1) Siehe auch [7] und die dort angegebene Literatur.

Setzt man dies in (26) ein, so erhält man

$$\varrho = \frac{c}{H}\sqrt{\frac{2\,m\,U}{e}}\,. \tag{27}$$

Führt man anstelle der wirklichen Masse m des Teilchens seine Masse in Atomgewichtseinheiten, $M = \frac{m}{m_0}$ ($m_0 = 1{,}660 \cdot 10^{-24}$ g), und die elektrische Beschleunigungsspannung in Volt ein, so folgt

$$\varrho = c\cdot\sqrt{\frac{m_0}{150\,e}}\cdot\frac{\sqrt{M\,U}}{H} \tag{28}$$

mit

$$c\cdot\sqrt{\frac{m_0}{150\,e}} = 143{,}6\,.$$

Der *Krümmungsradius* ist der Wurzel aus der Masse bzw. der Energie proportional. Übergang zu einer anderen Masse, Schwankungen der Beschleunigungsspannung

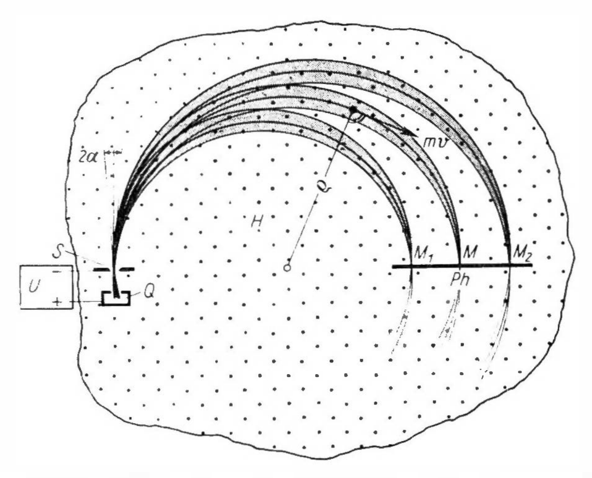


Abb. 20. Zerlegung und Fokussierung eines Ionenstrahles in einem homogenen Magnetfeld

bzw. der Geschwindigkeit und Änderung des Magnetfeldes um kleine Beträge führen zu einer relativen Änderung des Bahnradius um den Betrag

$$\frac{\Delta\varrho}{\varrho} = \frac{1}{2}\cdot\frac{\Delta M}{M} + \frac{1}{2}\cdot\frac{\Delta U}{U} - \frac{\Delta H}{H}$$

bzw.

$$\frac{\Delta\varrho}{\varrho} = \frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta v}{v} - \frac{\Delta H}{H}\,.$$

Falls die Ionen alle die gleiche Energie besitzen, haben nach Durchlaufen des halben Kreises die den einzelnen Massen zugehörigen Kreisbahnen ihren größten Abstand voneinander. Stellt man an diese Stelle z. B. eine Photoplatte (Ph), so erhält man ein Massenspektrum (s. Abb. 20). Liegt andererseits ein Ionenstrahl vor, der nur Ionen *einer* Masse enthält, die aber verschiedene Energien besitzen, so erhält man das *Energiespektrum* des Ionenstrahles.

Die Intensität dieser Anordnung ist aber äußerst gering. Eine erhebliche Steigerung der Intensität am Orte der Photoplatte *Ph* läßt sich erreichen, wenn man an der Eintrittsstelle des *S* Ionenstrahles in das Magnetfeld eine gewisse Richtungsdivergenz ($\pm\alpha$) des Ionenstrahles zuläßt. Wie sich unmittelbar aus der Abb. 20 ergibt, überschneiden sich die Kreisbahnen der einzelnen Ionenstrahlen gleicher Masse nach Ablenkung um 180° wieder nahezu in einem Punkte.

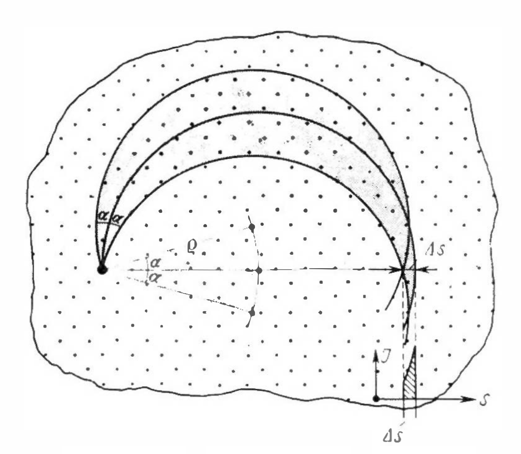


Abb. 21. Linienbreite Δs im Brennpunkt in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel α

Aus der Abb. 21 ergibt sich, daß keine scharfe Fokussierung, sondern lediglich eine Einschnürung des Strahlenbündels auf den Betrag

$$\Delta s = 2\varrho(1 - \cos\alpha) \simeq \varrho\alpha^2$$

eintritt. Wir haben hier ein Beispiel einer *Richtungsfokussierung 1. Ordnung*, denn die Fokusbreite Δs ist klein von 2. Ordnung (α^2). Die Verteilung der Intensität ist – gleichmäßige Ausleuchtung des Eintrittsspaltes vorausgesetzt – stark unsymmetrisch.

Ebenfalls Richtungsfokussierung erhält man mit Hilfe eines *homogenen magnetischen Sektorfeldes* mit geraden Feldbegrenzungen. Zur leichteren Verständlich-

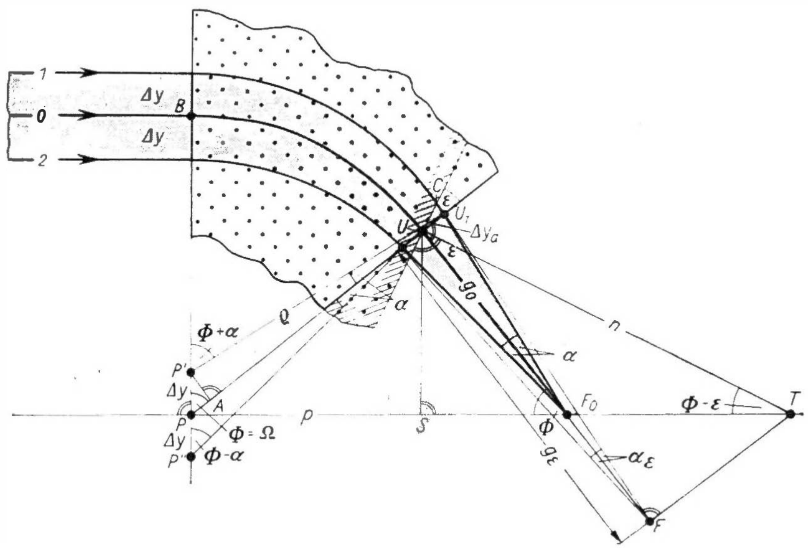


Abb. 22. Ablenkung und Fokussierung eines senkrecht auf ein magnetisches Sektorfeld auftreffenden Parallelstrahles

keit des allgemeinen Falles betrachten wir zunächst den Verlauf der Ionenbahnen eines senkrecht auf die Magnetfeldbegrenzung auftreffenden Parallelstrahles (Abb. 22). Das Magnetfeld wird so gewählt, daß der Mittelstrahl nach Ablenkung um Φ wieder senkrecht aus dem Sektorfeld (Winkel Ω zwischen den Feldbegrenzungen) austritt ($\Phi = \Omega$). Der Strahl 1 wird um einen etwas größeren Winkel $\Phi + \alpha$, der Strahl 2 um einen etwas kleineren Winkel $\Phi - \alpha$ abgelenkt. α berechnet sich aus dem kleinen Dreieck $P'\,U_1\,A$:

$$\sin\alpha = \frac{P'A}{\varrho}, \qquad P'A = \Delta y \sin\Phi, \qquad \sin\alpha = \frac{\Delta y}{\varrho}\sin\Phi.$$

Unter dem gleichen Winkel α gegen die Flächennormale geneigt, treten die beiden Randstrahlen im Abstand $\pm\Delta y_\alpha = \Delta y \cos\Phi$ vom Mittelstrahl aus der Magnetfeldbegrenzung aus. Daher schneiden sich alle drei Teilstrahlen im Brennpunkt F_0 im Abstand $g_0 = \Delta y_\alpha \operatorname{ctg}\alpha$. Für kleines α ergibt sich in erster Näherung der Brennpunktabstand für senkrechten Austritt des Mittelstrahles zu

$$g_0 = \varrho \operatorname{ctg}\Phi. \tag{29}$$

Unter Beibehaltung aller übrigen Bedingungen drehen wir die Austrittsebene um den Winkel ε um den Ort des Austritts des Mittelstrahles. Der Winkel des magnetischen Sektorfeldes beträgt nun $\Omega = \Phi - \varepsilon$. Der Mittelstrahl behält seine ursprüngliche Richtung bei. Der Unterschied der Austrittsrichtungen der beiden Randstrahlen gegenüber dem Mittelstrahl ist jetzt kleiner als im ersten Fall. Für kleines α ist

$$\alpha = \frac{P'A - C\,U_1}{\varrho}, \qquad C\,U_1 = \Delta y_\alpha \operatorname{tg}\varepsilon = \Delta y \cos\Phi \operatorname{tg}\varepsilon,$$

$$\alpha = \frac{\Delta y\,(\sin\Phi - \cos\Phi \operatorname{tg}\varepsilon)}{\varrho} = \frac{\Delta y \sin(\Phi - \varepsilon)}{\varrho\cos\varepsilon}.$$

Da der Abstand Δy_α gegenüber senkrechtem Austritt praktisch unverändert geblieben ist, liegt jetzt der Brennpunkt weiter von der Austrittskante entfernt, bleibt aber auf dem Mittelstrahl:

$$g_\varepsilon = \frac{\Delta y_\alpha}{\alpha} = \varrho\,\frac{\cos\varepsilon\cos\Phi}{\sin(\Phi - \varepsilon)}. \tag{30}$$

Aus (30) folgt eine einfache Konstruktionsvorschrift zur *Gewinnung des Brennpunktes* für einen senkrecht auf eine ebene Magnetfeldbegrenzung auftreffenden Parallelstrahl. Man bringt die Normale zur Feldgrenze (n) an der Stelle des Austritts des Mittelstrahles aus dem Magnetfeld zum Schnitt mit der Parallelen zur Richtung des einfallenden Ionenstrahles durch den Krümmungsmittelpunkt P. Vom Schnittpunkt T fällt man das Lot auf den austretenden Mittelstrahl. Der Schnittpunkt ist der gesuchte Brennpunkt, denn wegen $g_0 \perp PU$ und $ST \perp P'P$ ist

$$\sphericalangle\, UTS = \Phi - \varepsilon,$$

folglich ist

$$SU = \varrho\cos\Phi,$$

$$UT = \varrho\,\frac{\cos\Phi}{\sin(\Phi - \varepsilon)},$$

und

$$UF = \varrho\,\frac{\cos\varepsilon\cos\Phi}{\sin(\Phi - \varepsilon)} = g_\varepsilon.$$

Mit Hilfe dieser Konstruktionsanweisung und des Prinzips von der Umkehrbarkeit des Strahlenganges kann man für jede Lage des Ionenquellenspaltes und beliebigen Einschußwinkel den Verlauf der Schärfenlinie für jedes Sektorfeld angeben. Hierzu sei folgende Zwischenüberlegung angestellt: Wegen der Umkehrbarkeit des Strahlenganges haben die einzelnen von A kommenden Teilstrahlen des Ionenbündels (Abb. 23) in der Ebene $P_i B_i$ zueinander parallele Tangenten an die Ionenbahnen, unabhängig davon, ob hier das Magnetfeld abbricht oder sich weiter erstreckt. Man kann diese Ebene für beliebige Eintrittswinkel des Ionen-

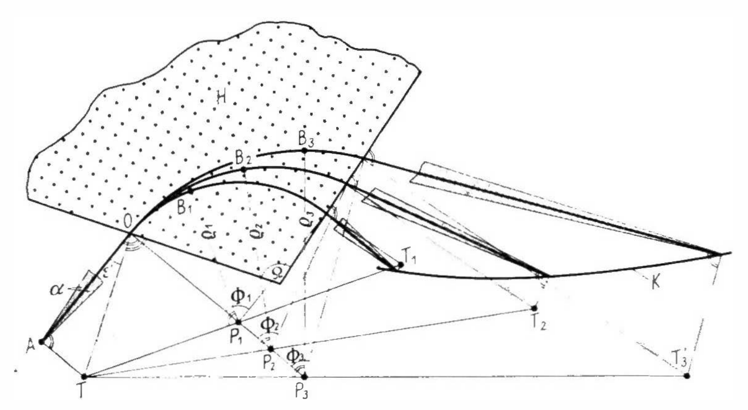


Abb. 23. Die Konstruktion der Bildkurve nach Cartan [32]

bündels stets durch sinngemäße Umkehrung der oben beschriebenen Konstruktion finden. Die Ebene steht senkrecht auf der Verbindungslinie $T P_i$ im Punkte P_i.

Nun ist die *Konstruktion der Schärfenlinie K* für verschiedene Massen bei schrägem Einfall und Austritt aus einem magnetischen Sektorfeld leicht durchzuführen. In der Abb. 23 sind der Übersichtlichkeit halber nur die Mittelstrahlen eingezeichnet. Vom Eintrittsspalt A aus legt man den Einschußwinkel ε' fest. Den Hilfspunkt T erhält man als Schnittpunkt zweier Senkrechten (in 0 auf der Feldbegrenzung und in A auf dem Mittelstrahl). Die Krümmungsmittelpunkte P_1, P_2, P_3 für die Ionenbahnen der einzelnen Massen liegen auf einer Senkrechten in 0 auf dem Mittelstrahl. Wie oben hervorgehoben, steht die Ebene, wo die Bahntangenten zueinander parallel sind, senkrecht auf der Verbindungslinie $T P_i$ in P_i. Von hier ab gilt die Konstruktionsvorschrift, die für den einfallenden Parallelstrahl bereits gegeben wurde. Das Ergebnis ist aus der Abb. 23 ersichtlich. Es ist bemerkenswert, daß für jede Masse die Hilfspunkte T, P_i und T_i stets auf einer Geraden liegen.

Von den bisher besprochenen verschiedenen Möglichkeiten, einen Ionenstrahl mit Hilfe von Magnetfeldern in ein Massenspektrum zu zerlegen, hat das magnetische Sektorfeld mit ebenen Magnetfeldbegrenzungen bisher die bei weitem größte Anwendung gefunden, und seine Abbildungseigenschaften sind am genauesten untersucht worden. Der Hauptgrund für die verbreitete Anwendung

liegt neben der einfachen und genauen Möglichkeit der Herstellung hauptsächlich daran, daß man durch einfaches Verschieben des Magneten relativ zum Strahl den ***Einfluß des Streufeldes*** in erster Näherung beseitigen kann. Das Magnetfeld bricht ja bekanntlich an der Grenze der Polschuhe nicht unstetig ab, sondern geht mit zunehmendem Abstand kontinuierlich gegen Null.
In erster Näherung ist die Gesamtwirkung dieses Streufeldes auf den Ionenstrahl derjenigen eines homogenen Magnetfeldes äquivalent, das sich in Richtung senkrecht zur Polschuhkante um 0,7 bis 0,8 Luftspaltlängen weiter erstreckt und dann unstetig abbricht. Bei einem Magnetfeld mit ebener Begrenzung kann man stets durch einfaches Verschieben des Magneten erreichen, daß hierdurch die tatsächliche Magnetfeldgrenze an die Stelle kommt, wo sie auf Grund der Berechnungen liegen sollte. Bei Magnetfeldern mit gekrümmten Feldgrenzen besteht diese bequeme Justiermöglichkeit nicht.
Das Streufeld kann aber noch eine weitere Wirkung auf den Ionenstrahl haben. Tritt der Ionenstrahl nicht senkrecht zur Polschuhkante in das Magnetfeld ein oder aus, so erfolgt eine *Fokussierung in Richtung des Magnetfeldes*, wenn der Ionenstrahl vor Eintritt oder nach Austritt im Gebiet zwischen der Normalen auf der Feldbegrenzung und dem Krümmungsmittelpunkt verläuft ($\varepsilon > 0$). Im anderen Falle ($\varepsilon < 0$) findet in der Magnetfeldrichtung eine Defokussierung, d. h. also eine Auffächerung des Ionenstrahles, statt. Die Brennweite beträgt

$$F = \frac{\varrho}{\operatorname{tg} \varepsilon}.$$

Die Ableitung dieser Formel findet man in [8]. Diese Fokussierung wird besonders zur Erhöhung der Stromdichte des Ionenstrahles in hochauflösenden Massenspektrographen verwendet.
Nun sollen noch einige weitere charakteristische Größen dieses Analysatortyps besprochen werden. Neben der bereits behandelten Konstruktion der Bildkurve K ist die für das jeweilige Sektorfeld wichtigste Bestimmungsgröße die *Massendispersion.* Man versteht hierunter den Abstand der Linienmitten zweier um ΔM Masseneinheiten auseinander liegender Massenlinien auf der Bildkurve,

$$\Delta a = \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M} \frac{K''}{\cos \omega}, \tag{31}$$

bzw. senkrecht zum Ionenstrahl,

$$\Delta a' = \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M} K''. \tag{31a}$$

Hierbei ist der *Dispersionskoeffizient*

$$K'' = \varrho(1 - \cos \Phi) + l''(\sin \Phi + (1 - \cos \Phi) \operatorname{tg} \varepsilon'') \tag{32}$$

mit l'' = Bildabstand. Die Dispersion sagt über die Form und Breite der Linien nichts aus. Die Linienbreite und damit das Auflösungsvermögen werden in erster Linie nicht durch die Daten des Sektorfeldes bestimmt, sondern durch andere Bestimmungsstücke, z. B. durch die Breite s' des Eintrittsspaltes, die Energieunschärfe $\frac{\Delta U}{U}$ der Ionen, die Breite s'' des Austrittsspaltes (falls vorhanden), die

Quervergrößerung G des Sektorfeldes und die Fokussierungsfehler, die durch die Richtungsdivergenz des Strahles und Feldinhomogenitäten hervorgerufen werden.
Längs der Bildkurve, also auf der Photoplatte, beträgt die *Breite der Linie*

$$b'' = \frac{1}{\cos\omega}\left(s'|G| + \frac{1}{2}\left|\frac{\Delta U}{U} K''\right|\right) \quad \text{(Massenspektograph)}, \tag{33}$$

senkrecht zur Richtung des Strahles und bei Verwendung eines Austrittsspaltes dagegen

$$b'' = s'|G| + \frac{1}{2}\left|\frac{\Delta U}{U} K''\right| + s'' \quad \text{(Massenspektrometer)} \tag{34}$$

mit der *Quervergrößerung*

$$G = -\frac{1}{\cos\varepsilon'}\left[\frac{l''}{\varrho}\frac{\sin(\Phi - \varepsilon' - \varepsilon'')}{\cos\varepsilon''} - \cos(\Phi - \varepsilon')\right]. \tag{35}$$

Die Größe des Auflösungsvermögens der Apparatur ist dann erreicht, wenn die Breite der Linie dem Abstand zweier benachbarter Massen gleich ist.
Aus

$$\frac{1}{2}\frac{\Delta M}{M}\frac{K''}{\cos\omega} = \frac{1}{\cos\omega}\left(s'|G| + \frac{1}{2}\left|\frac{\Delta U}{U} K''\right|\right)$$

ergibt sich bei Nachweis des Spektrums mit Photoplatten das *Auflösungsvermögen des magnetischen Sektorfeldes* zu

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{1}{\left|\frac{2s'}{K''}G\right| + \left|\frac{\Delta U}{U}\right|}. \tag{36}$$

Für Geräte, die einen Austrittsspalt verwenden, ist das Auflösungsvermögen – bei sonst gleichen Abmessungen – stets schlechter und beträgt

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{1}{\left|\frac{2s'}{K''}G\right| + \left|\frac{2s''}{K''}\right| + \left|\frac{\Delta U}{U}\right|}. \tag{37}$$

Für die einfache Niersche 60°-Anordnung und senkrechten Ein- und Austritt des Mittelstrahles ist das Auflösungsvermögen

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{1}{\frac{s'+s''}{\varrho} + \left|\frac{\Delta U}{U}\right|} \tag{38}$$

und unabhängig von der Größe des Sektorwinkels.
Sehr oft ist es nicht erforderlich, Richtungsfokussierung 1. Ordnung für viele Massen gleichzeitig zu erhalten, sondern man ist interessiert, eine scharfe Richtungsfokussierung für *eine* Masse an einem vorgegebenen Punkte, aber für große Strahldivergenz zu erreichen. Dies läßt sich mit einer Reihe von *Feldformen* erreichen, die hier kurz besprochen werden sollen. Wir haben zu unterscheiden zwischen Lösungen, die homogene Felder verwenden, und solchen, die inhomogene Felder benutzen.

In der Abb. 24 sind drei verschiedene Feldformen angegeben, mit denen unter Verwendung homogener Felder eine ***scharfe Richtungsfokussierung für sehr große Strahldivergenzen*** erreicht wird. Abb. 24a zeigt eine Anordnung, die von HINTENBERGER [9] stammt.[1]) Die Ableitung der Gleichung für die Magnetfeldbegrenzung ist elementar und ergibt sich unmittelbar aus der Zeichnung zu $x = \varrho \sin \Phi$ und $y = (a - x) \operatorname{tg} \Phi$. Hieraus folgt

$$y = \frac{x(a-x)}{\sqrt{\varrho^2 - x^2}}. \tag{39}$$

In der Abb. 24a sind für verschiedene Werte von $\frac{\varrho}{a}$ die Magnetfeldbegrenzungen eingetragen.

Die Anordnung 24b wurde zuerst von KORSUNSKI [11] angegeben. In diesem Falle sind die Begrenzungen der beiden Felder kreisförmig. Der Beweis ergibt sich aus der Abbildung selbst. Es ist $x = a - \varrho \sin \Phi$ und $y = \varrho - \varrho \cos \Phi$; daraus folgt

$$\varrho^2 = (x-a)^2 + (y-\varrho)^2. \tag{40}$$

Der Halbmesser der Magnetfeldbegrenzung hat die gleiche Größe wie der Krümmungsradius der Ionenbahnen.

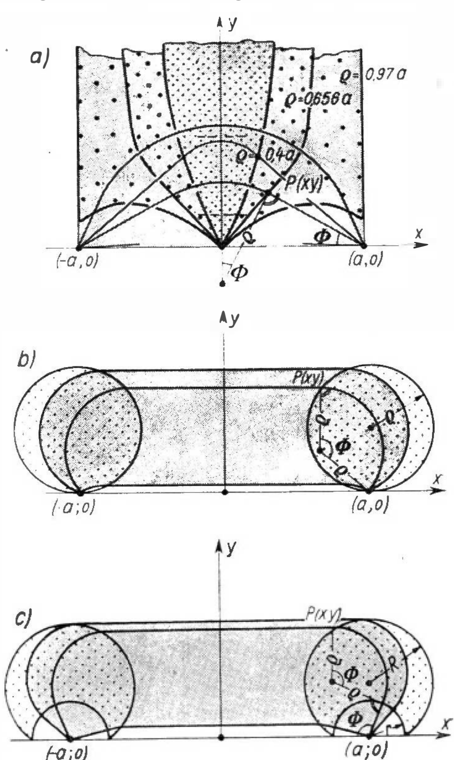


Abb. 24. Drei Magnetfeldformen, mit denen eine scharfe Richtungsfokussierung für große Strahldivergenzen bei Verwendung eines homogenen Magnetfeldes erreicht wird
a) nach Hintenberger und Kerwin [9] und [10]
b) nach Korsunski [11]
c) nach Smythe, Rumbaugh und West [12]

Eine gewisse Mittelstellung nimmt die von SMYTHE, RUMBAUGH und WEST [12] benutzte Feldanordnung ein. Während bei der von KORSUNSKI angegebenen Geometrie sowohl Ionenquelle als auch Auffänger im Magnetfeld liegen, fordern die Verfasser, daß beide im Mittelpunkt einer kreisförmigen Aussparung r der Magnetfelder liegen. Die beiden anderen Feldbegrenzungen haben ebenfalls Kreisform, wie sich an Hand der Abb. 24c zeigen läßt. Es ist $x = a - r \cos \Phi - \varrho \sin \Phi$ und $y = \varrho + r \sin \Phi - \varrho \cos \Phi$. Hieraus ergibt sich

$$r^2 + \varrho^2 = (x-a)^2 + (y-\varrho)^2. \tag{41}$$

(41) ist die Gleichung eines Kreises mit dem Radius $R = \sqrt{r^2 + \varrho^2}$ und den Mittelpunktkoordinaten a und ϱ. Für $r = 0$ geht diese Anordnung in die von KORSUNSKI über.

---

[1]) KERWIN [10] gelangte später unabhängig davon zur gleichen Formel.

Weitwinkelfokussierung erhält man nach KORSUNSKI, KELMAN und LANGE [8] mit einem teilweise inhomogenen Feld, wie es die Abb. 25 zeigt. Das Magnetfeld ändert sich nur in dieser Richtung ($H(y)$). Der Strahl 0, der um 180° abgelenkt wird, verläuft als einziger ganz im homogenen Feld. Der benachbarte, um $180° + 2\Delta\Phi$ abgelenkte Teilstrahl 1 durchläuft einen Bereich, in dem das Magnetfeld H_1 kleiner als H_0 ist. H_1 wird so gewählt, daß der Strahl durch den Fokus A

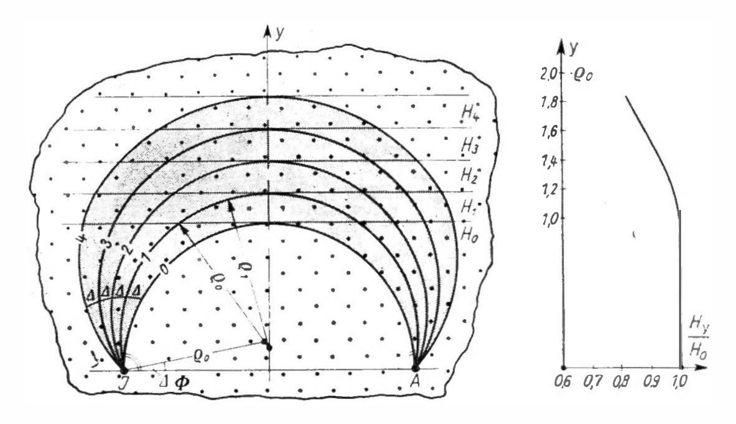


Abb. 25. Weitwinkelfokussierung mit Hilfe eines teilweise inhomogenen Magnetfeldes nach Korsunski, Kelman und Lange [8]

geht. Die Teilstrahlen 2, 3 usw. passieren Gebiete abnehmender Feldstärke $H_0 > H_1 > H_2 > H_3$, so daß sie ebenfalls fokussiert werden. Nach diesem Prinzip lassen sich Ionenbündel mit Öffnungswinkel bis zu 90° scharf in A fokussieren. Der Ablenkungswinkel liegt bei dieser Anordnung zwischen 180° und 360°. Dieser Feldverlauf verursacht eine unter Umständen sehr erwünschte Sammlung des Ionenstrahles in Richtung der Kraftlinien. In der Tabelle 2 ist der Verlauf der relativen Feldstärke $\frac{H}{H_0}$ als Funktion von $\frac{y}{\varrho_0}$ bis zu einem Öffnungswinkel von etwa 30° angegeben.

Tabelle 2. Verlauf der relativen Feldstärke $\frac{H}{H_0}$ *als Funktion von* $\frac{y}{\varrho_0}$

$\frac{y}{\varrho_0}$	1.00	1.05	1.10	1.15	1.20	1.25
$\frac{H}{H_0}$	1.000	0.9957	0.9862	0.9718	0.9560	0.9376

$\frac{y}{\varrho_0}$	1.30	1.35	1.40	1.45	1.50	1.55
$\frac{H}{H_0}$	0.9178	0.8972	0.8774	0.8547	0.8320	0.8084

Diese Feldform hat Ähnlichkeit mit derjenigen, die in den amerikanischen Isotopentrennern, den *Calutrons*, verwendet wird. Das ursprünglich homogene Feld erhält mit Hilfe von eisernen Shim-Blechen, die – parallel zur Verbindungslinie Ionenquelle-Auffänger – im Abstande des Sollkreisradius angebracht werden, einen bandförmigen Bereich erhöhter Feldstärke. Der Mittelstrahl des Ionenbündels, der sich die längste Zeit in diesem Bereich erhöhter Feldstärke aufhält, erfährt hierdurch eine größere Ablenkung. Dadurch wird eine scharfe Fokussie-

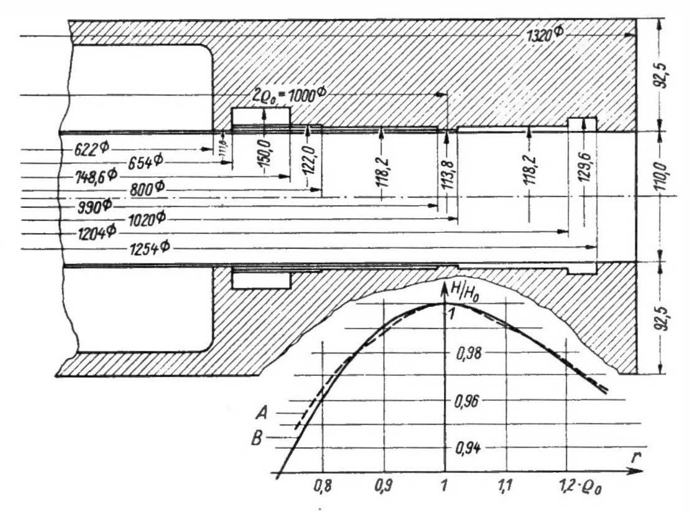


Abb. 26. Die Polschuhe des Isotopentrenners des Kernphysikalischen Institutes der Deutschen Akademie der Wissenschaften in Zeuthen-Miersdorf (Magnetfeld nach Beiduk und Konopinski [14])

rung des ganzen Ionenstrahles erreicht. Hierbei handelt es sich aber im Gegensatz zum Kelman-Feld um eine Fokussierung nach 180°.
Mit Hilfe von rotationssymmetrischen Magnetfeldern lassen sich, wie Lehr [13] gezeigt hat, Weitwinkelfokussierungen für beliebige Ablenkungswinkel erreichen. Besonders interessant sind zwei Spezialfälle hiervon. Für Weitwinkelfokussierung nach Ablenkung um π haben Beiduk und Konopinski [14] eine Feldverteilung angegeben, die in der Umgebung des Sollkreises ϱ_0 in eine Potenzreihe nach steigenden $\delta = \frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho_0}$ entwickelt lautet:

$$H(\delta) = H(\varrho_0)\left(1 - \frac{3}{4}\delta^2 + \frac{7}{8}\delta^3 - \frac{9}{16}\delta^4 + \frac{51}{320}\delta^5 \pm \ldots\right) \tag{42}$$

Die Abb. 26 zeigt, wie man ein solches Magnetfeld durch passende Wahl der Polschuhform des Magneten realisieren kann (Polschuhe des elektromagnetischen Isotopentrenners des Kernphysikalischen Institutes der DAdW, Zeuthen-Miersdorf). Die Kurven geben die gemessene und die theoretisch gewünschte Feldverteilung an.

Der zweite Spezialfall betrifft die Richtungsfokussierung nach $\pi\sqrt{2}$. Der hierzu erforderliche Feldverlauf in der Symmetrieebene $H_{(\varrho;z=0)}$ wurde von LEHR angegeben und lautet

$$H(\delta) = H_0\left(1 - \frac{1}{2}\delta + \frac{1}{8}\delta^2 + \frac{1}{16}\delta^3 - \frac{31}{256}\delta^4 + \frac{59}{512}\delta^5 \ldots\right) \tag{43}$$

mit $\delta = \frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho_0}$. Bei dieser Feldform findet außer der Richtungsfokussierung in der Ebene senkrecht zu den Kraftlinien, auch eine solche in Richtung des Feldes statt. Hierdurch wird eine große Zunahme der Intensität im Fokus erreicht. SOLOTAWIN [15] realisierte diese Magnetfeldform in einem β-Spektrometer, welches trotz einer Auflösung von 700 einen relativ hohen Transmissionskoeffizient von $3^0/_{00}$ hat. Alle inhomogenen Felder sind mit der erforderlichen Genauigkeit sehr schwer herzustellen, und für hohe Feldstärken tritt mit der einsetzenden Sättigung eine Veränderung des relativen Feldstärkeverlaufes ein.

Wie schon auf S. 62 gezeigt wurde, ist das Auflösungsvermögen der magnetischen Analysatoren außer durch geometrische Faktoren vor allem durch die relative Energieunschärfe $\frac{\Delta U}{U}$ der aus den Ionenquellen austretenden Ionen begrenzt. Man kann das Auflösungsvermögen erheblich verbessern, wenn man die Ionenenergie mit Hilfe eines elektrischen Radialfeldes homogenisiert, das man zwischen zwei konzentrischen kugelförmigen bzw. kreiszylindrischen (allg. toroidförmigen) Elektroden erzeugt. Im Falle kugelförmiger Elektroden ist die Symmetriefläche eine Kugel mit dem Krümmungsradius ϱ_0. Auf ihr herrscht die radiale Feldstärke E_0. Auf der Potentialfläche mit dem Krümmungsradius ϱ besteht angenähert für $|\varrho - \varrho_0| \ll \varrho_0$ die Feldstärke $E(\varrho) = \frac{\varrho_0}{\varrho}E$. Geladene Teilchen bewegen sich je nach ihrem Drehimpuls in diesem Radialfeld auf verschiedenen Kegelschnitten. Hier interessieren vor allem diejenigen Drehimpulse, die zu Kreisbahnen führen. Dafür muß erstens $\frac{mv^2}{\varrho} = eU$ gelten, und zweitens muß die Geschwindigkeit senkrecht zum Radius gerichtet sein. Läßt man an einer beliebigen Stelle 0 eine geringfügige Abweichung vom rechten Winkel unter Beibehaltung der Geschwindigkeit zu, so führt dieser Strahl Schwingungen um die Kreisbahn gemäß der Differentialgleichung

$$\frac{m\,d^2\varrho}{dt^2} = \frac{m\,v^2}{\varrho} - eE \tag{44}$$

aus. Führt man anstelle von $\frac{v}{\varrho}$ die Winkelgeschwindigkeit ω und für die Abweichung von ϱ_0 die Beziehung $\Delta\varrho = \varrho_0 - \varrho$ ein, so erhält man in guter Näherung

$$\frac{d^2(\Delta\varrho)}{dt^2} + 2\,\omega_0^2\Delta\varrho = 0. \tag{45}$$

Hierbei ergibt sich ω_0 aus dem Gesetz von der Erhaltung des Drehmomentes $\omega\varrho^2 = \omega_0\varrho_0^2$. Die Lösung der Gleichung (44) ist

$$\Delta\varrho = \Delta\varrho_{\max}\sin\left(\omega_0\sqrt{2}\,t + \varphi\right). \tag{46}$$

Die Kreisfrequenz dieser Schwingungen ist $\sqrt{2}$mal größer als die Umlauffrequenz. Das heißt aber, daß der erste Nulldurchgang nach einem Ablenkungswinkel $\beta = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 127° 17'$ stattfindet. Ganz analog wie beim homogenen magnetischen Feld nach π, findet im radialen elektrischen Feld eine Richtungsfokussierung nach $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$ statt, in diesem Falle aber für Ionen beliebiger Masse, sofern sie die gleiche Energie haben. Enthält der Ionenstrahl Ionen verschiedener kinetischer Energie, so findet eine Zerlegung des Ionenstrahles senkrecht zur Strahlrichtung statt, so daß nach Ablenkung um $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$ eine Richtungsfokussierung für die einzelnen Energiebeträge stattfindet, aber die Ionen in ein Energiespektrum zerlegt werden. Durch Ausblendung eines kleinen Bereiches dieses Spektrums erhält man einen gebündelten Ionenstrahl wohldefinierter Energie. Diesen kann man dann anschließend in einem magnetischen Sektorfeld in ein Massenspektrum zerlegen und erhält Linien mit um Größenordnungen herabgesetzter Geschwindigkeitsverbreiterung.

Ganz analog zum magnetischen Sektorfeld (mit senkrechtem Ein- und Austritt des Ionenstrahles) hat auch das *elektrische Sektorfeld* mit beliebigem Ablenkungswinkel Φ_e eine fokussierende Wirkung auf den Ionenstrahl. Es sollen hier nicht noch einmal alle Einzelheiten der Fokussierung besprochen werden, sondern nur die geometrisch-optischen Bestimmungsstücke des magnetischen und des elektrischen Sektorfeldes einander gegenübergestellt werden.

	Magnetisches Sektorfeld	*Elektrisches Sektorfeld*
Krümmungsradius	ϱ_m	ϱ_e
Sektorwinkel	Φ_m	Φ_e
Brennweite	$f_m = \frac{\varrho_m}{\sin \Phi_m}$	$f_e = \frac{\frac{\varrho_e}{\sqrt{2}}}{\sin \sqrt{2}\,\Phi_e}$
Brennpunktabstand	$g_m = \varrho_m \operatorname{ctg} \Phi_m$	$g_e = \frac{\varrho_e}{\sqrt{2}} \operatorname{ctg} \sqrt{2}\,\Phi_e$
Dispersionskoeffizient	$K'' = \varrho_m (1 - \cos \Phi_m) + l'' \sin \Phi_m$	$K_e'' = \varrho_e (1 - \cos \sqrt{2}\,\Phi_e) + l_e'' \sqrt{2} \sin \sqrt{2}\,\Phi_e$

Man sieht, daß sich die Formeln des magnetischen Sektorfeldes in solche für das elektrische Sektorfeld transformieren lassen, wenn für die Ausdrücke ϱ_m und Φ_m in den Formeln für das Magnetfeld die Größen $\frac{\varrho_e}{\sqrt{2}}$ bzw. $\sqrt{2}\,\Phi_e$ eingesetzt werden.

Zusammenfassend ist bei beiden Analysatortypen zu betonen, daß sie nicht nur die Eigenschaft haben, einen Ionenstrahl in ein Energiespektrum zu zerlegen, sondern gleichzeitig auch als Sammellinsen fokussierend auf die einzelnen Ionen-

bündel wirken. Man kann sich leicht vorstellen, daß durch sinnvolle Kombination und Abstimmung beider Ablenksysteme eine wesentliche Verbesserung der Gesamtwirkung hervorgerufen werden kann. Dies muß sich vor allem in einem hohen Auflösungsvermögen äußern, worauf in § 9 näher eingegangen wird.

Neben die bisher beschriebenen statischen Analysatortypen, die eine Zerlegung des Ionenstrahles in ein Energiespektrum quer zur Strahlrichtung verursachen, ist der *elektrodynamische Laufzeitanalysator* getreten.

Blendet man aus einem Strahl von Ionen gleicher Energie, aber verschiedener Masse, ein Ionenpaket aus, so laufen im sog. Laufraum die leichten Ionen den schweren davon; am Ionenauffänger in einem ausreichenden Abstand hinter dem Modulator kommen die Ionen der einzelnen Massen zeitlich hintereinander an und können direkt auf einem Oszillographenschirm sichtbar gemacht werden [16]. Der große Vorteil dieser Geräte liegt darin, daß sie sehr einfach aufgebaut sind, kein Magnetfeld erfordern und mit einfachen elektronischen Hilfsmitteln zu realisieren sind. Katzenstein und Friedland [17] haben nach diesem Prinzip ein *Impuls-Laufzeitspektrometer* gebaut, welches ein Auflösungsvermögen von ~ 100 besitzt.

Man kann auch mit Hilfe einer Wechselspannung den Ionenstrahl periodisch geringfügig beschleunigen bzw. abbremsen. Die gleiche Hochfrequenzspannung wird an weitere Gitter gelegt, die der Ionenstrahl durchsetzen muß. Nur Ionen einer ganz bestimmten Masse treten mit der richtigen Phase durch die einzelnen Gitter, so daß sie während des Durchlaufens der verschiedenen Wechselfelder genügend Energie aufnehmen, um gegen eine feste Bremsspannung anlaufen und anschließend registriert werden zu können [18]. Durch Änderung der Frequenz der Wechselspannung kann man nacheinander die einzelnen Massen registrieren. Für den Aufbau und das Auflösungsvermögen gelten die gleichen Gesichtspunkte wie beim impulsgetasteten Laufzeitspektrometer. Das *Hochfrequenz-Laufzeitspektrometer* liefert wegen der günstigeren Ausnutzung des Ionenstrahles wesentlich größere Ionenströme.

Wie im Abschnitt VIII, § 35, eingehend besprochen wird, lautet die Resonanzbedingung für das Zyklotron

$$\omega = \frac{e H}{2 \pi m c} . \tag{47}$$

Bei fester Frequenz der Wechselspannung und konstantem Magnetfeld werden demnach nur Ionen einer ganz bestimmten Masse immer wieder beschleunigt. Das Zyklotron hat daher vom Standpunkt der Massenspektrometrie aus gesehen ein sehr hohes Auflösungsvermögen.

Wir haben im Grunde die gleichen Vorgänge wie beim HF-Laufzeitspektrometer, nur wird die richtungsfokussierende Wirkung des homogenen Magnetfeldes benutzt. Die Ionen durchsetzen daher immer das gleiche Beschleunigungsfeld, und der Radius der Ionenbahn nimmt hierbei ständig zu. Hipple, Sommer und Thomas [19] haben nach diesem Prinzip ein Massenspektrometer, das sog. *Omegatron*, gebaut. Die Hochfrequenzspannung von etwa 1 V liefert ein kleiner Meßsender. Der maximale Radius nach einigen hundert Umläufen beträgt 1 cm, so

daß zur Erzeugung des Magnetfeldes ein Permanentmagnet, wie er für Magnetrons benutzt wird, ausreicht. Das Auflösungsvermögen ist größer als 10 000, so daß das Omegatron schon zu den hochauflösenden Massenspektrometern gezählt werden muß. Schwierigkeit bereitet der Nachweis der – infolge der Streuverluste im Restgas – sehr geringen Ströme.

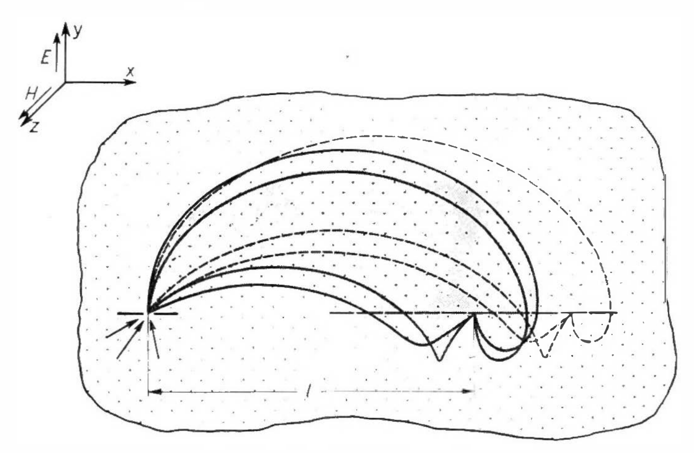


Abb. 27. Zum Trochoidenspektrometer [20]

Zum Schluß dieses Paragraphen sei eine spezielle Feldkombination beschrieben, die geradezu ein ideales Massenspektrometerprinzip darstellt. Die Anordnung wurde von Bleakney und Hipple [20] als *Trochoidenspektrometer* angegeben und auch gebaut. Schickt man einen Ionenstrahl in einen Raum, in dem senkrecht zueinander ein konstantes, homogenes, elektrisches und magnetisches Feld herrschen, so beschreiben die Ionen Trochoiden (Abb. 27). Man kann zeigen, daß die aus einem Spalt in beliebiger Richtung und mit beliebigen Geschwindigkeiten austretenden Ionen verschiedener Masse nach Durchlaufen von jeweils einer vollen Trochoide scharf in ein Massenspektrum fokussiert werden. Für die Bewegung von Ionen in derartigen Feldern gilt nämlich folgendes System von Differentialgleichungen:

$$m\,\ddot{y} = eE - eH\dot{x}, \quad m\ddot{x} = eH\dot{y}. \tag{48}$$

Die Lösung dieses Systems lautet in Parameterdarstellung

$$\begin{aligned} x &= N\sin\varphi - N\sin(kt+\varphi) + \frac{E}{H}\,t, \\ y &= N\cos\varphi - N\cos(kt+\varphi), \end{aligned} \tag{49}$$

mit $k = \frac{eH}{m}$. Nun lauten die Gleichungen der Trochoiden, ebenfalls in Parameterdarstellung,

$$\begin{aligned} x &= \varrho\sin\psi_0 - \varrho\sin\psi + a\,\psi - a\psi_0, \\ y &= \varrho\cos\psi_0 - \varrho\cos\psi. \end{aligned} \tag{50}$$

Setzt man

$$\varrho = N, \qquad \psi_0 = \varphi, \qquad \psi = k\,t + \varphi \qquad \text{und} \qquad a = \frac{E\,m}{e\,H^2},$$

so gehen beide Gleichungssysteme ineinander über. Mit anderen Worten: Die Bahnen von Ionen in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern sind tatsächlich Trochoiden. Aus der Parameterdarstellung geht hervor, daß die Trochoiden periodische Kurven sind mit der Periode $k\,t = 2\pi$. Die Länge einer Periode längs der x-Achse ergibt sich zu

$$2\pi\,a = l = \frac{2\pi\,E\,m}{eH^2}. \tag{51}$$

Sie ist der Masse proportional. Hieraus ergibt sich die entscheidende Tatsache, daß unabhängig von Energie und Startrichtung der Ionen eine Fokussierung der Ionenbahnen nach Durchlaufen jeweils voller Trochoidenbahnen stattfindet, wobei die hierzu benötigte Entfernung längs der x-Achse der Masse des Ions proportional ist. Es liegt eine Doppelfokussierung für alle Massen gleichzeitig vor, und zwar ohne Vernachlässigung sowohl für Richtung als auch Geschwindigkeit. Derartige Eigenschaften sind bisher von keiner anderen Feldkombination erreicht worden.

§ 7. Der Nachweis der Ionen

Der Nachweis der den einzelnen Isotopen zugehörigen Ionenströme erfolgt je nach der vorliegenden Aufgabenstellung auf verschiedene Weise.

Handelt es sich um die Bestimmung von Isotopenhäufigkeiten, so registriert man die Ionenströme der einzelnen Isotope nacheinander mit einem empfindlichen Strommeßgerät. Da die zu messenden Ströme sehr klein sind, werden *Elektrometerröhrenverstärker* verwendet. Die Technik dieser Geräte ist sehr weit entwickelt, und man kann heute Stromstärken bis zu 10^{-15} A messen und registrieren. Abb. 28 zeigt eine Schaltung, mit der Ströme bis zu 10^{-14} A gemessen wurden. Für kleinere Ströme reicht die Nullpunktstabilität nicht mehr aus, und man verwendet daher Schwingelektrometer. Hiermit kann man Ströme bis herab zu 10^{-17} A nachweisen. Bei noch geringeren Stromstärken ist es besser, die einzelnen Ionen zu zählen. Dies geschieht entweder mit dem von ALLEN [21] hierzu eingeführten offenen *Sekundärelektronenvervielfacher* oder aber mit *Szintillationsionenzählern*, wie sie von RICHARDS und HAYS [22] und, in verbesserter Form nach einem Vorschlag von W. HARTMANN, von SCHÜTZE und BERNHARD [23] beschrieben wurden. Die Ionenstrommessungen mit dem Szintillationszähler sind

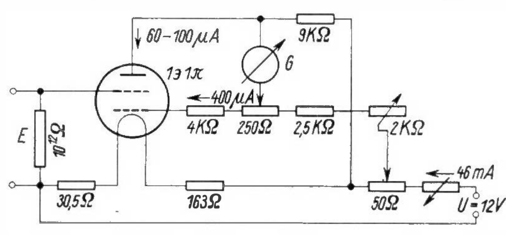


Abb. 28. Elektrometerröhrenschaltung zum Nachweis von Ionenströmen bis zu 10^{-15} A. (Der Gitterstrom der 1Э 1π beträgt $0{,}8 \cdot 10^{-14}$ A)

aber nicht auf kleine Stromstärken beschränkt, wenn man statt der Zählung den Anodenstrom des SEV zur Messung benutzt. Infolge der Trägheitslosigkeit der Anzeige kann man das Massenspektrum auf einem Oszillographen direkt sichtbar machen. Dies hat vor allem dann große Vorteile, wenn die Zusammensetzung des Massenspektrums schnellen Schwankungen unterworfen ist.
Die Präzisionsmassenbestimmung mit den hochauflösenden doppelfokussierenden Massenspektrographen wird z. Z. fast ausschließlich mit Photoplatten als Registriermittel durchgeführt. Der große Vorteil der Platten besteht einmal in ihrer großen Nachweisempfindlichkeit. Für eine auswertbare Linie sind etwa 10^5 bis 10^8 Ionen erforderlich bei einer Fläche der Linie von etwa 10^{-3} cm^2. Da die Schwärzung der Photoplatte in gewissen Grenzen dem Zeitintegral der Stromstärke proportional ist, kann man durch längere Belichtungsdauer die Nachweisempfindlichkeit der Ionenzählung erreichen und überschreiten. Der andere Vorteil liegt darin, daß gleichzeitig ein Ausschnitt aus dem Massenspektrum registriert werden kann. Hierdurch wirken sich eventuelle Schwankungen in den Betriebsdaten auf alle Linien gleichzeitig aus. Zur Auswertung der Platten ist lediglich die Bestimmung des Abstandes zwischen einer Reihe paralleler linienförmiger, mehr oder weniger schwacher Schwärzungen erforderlich (s. Abb. 35). Für genaue Messungen ist die Auswahl einer hierfür geeigneten Plattensorte wesentlich. Wegen der geringen Eindringtiefe der Ionen in die Schicht kommen nur Platten in Frage, die, ähnlich wie die Schumann-Platten, einen möglichst geringen Gelatinegehalt und eine sehr kleine Körnung haben. Außerdem muß die Empfindlichkeit der Schicht gleichmäßig sein. Häufig benutzt werden die Agfa-Schumann-Hart-Platten des VEB Filmfabrik Agfa Wolfen und die *Q*-Platten der englischen Firma Ilford.

§ 8. Das Massenspektrometer

Wie schon erwähnt, dient das Massenspektrometer der Messung der relativen Häufigkeiten von Isotopen; es wurde von A. O. Nier [3] zu einem technischen Gerät hoher Präzision entwickelt. Über seinen ursprünglichen Verwendungszweck hinaus wird es in ständig steigendem Umfange als Analysengerät in allen Zweigen der Wissenschaft und Technik verwendet.
Wir bringen hier als Beispiel ein Gerät vom Nierschen Typ, wie es im Institut für Gerätebau der Deutschen Akademie der Wissenschaften unter Leitung von F. Bernhard in mehreren Exemplaren gebaut wurde (Abb. 29). Die Anlage besteht aus einem Schrank, der die gesamte Elektronik für Speisung und Messung enthält, und einem Gestell, welches das eigentliche Massenspektrometer mit Vakuumanlage und Magnet trägt. Die Ionen werden in einer Elektronenstoßionenquelle (Abb. 17) erzeugt und mit Hilfe einer elektrostatischen Zylinderlinsenoptik in einen bandförmigen Ionenstrahl mit einer Energie von 2000 eV umgeformt. Der Ionenstrahl tritt durch den von außen verstellbaren Eintrittsspalt und wird anschließend durch ein magnetisches Sektorfeld in ein Massenspektrum zerlegt.

Der Winkel des Sektorfeldes beträgt 90°. Der Eintritts- bzw. Austrittswinkel des Ionenstrahles ist $\varepsilon' = \varepsilon'' = -15°$. Daher beträgt der Ablenkungswinkel nur 60° bei einem Krümmungsradius $\varrho = 20$ cm. Dieser von KERWIN [10] angegebene

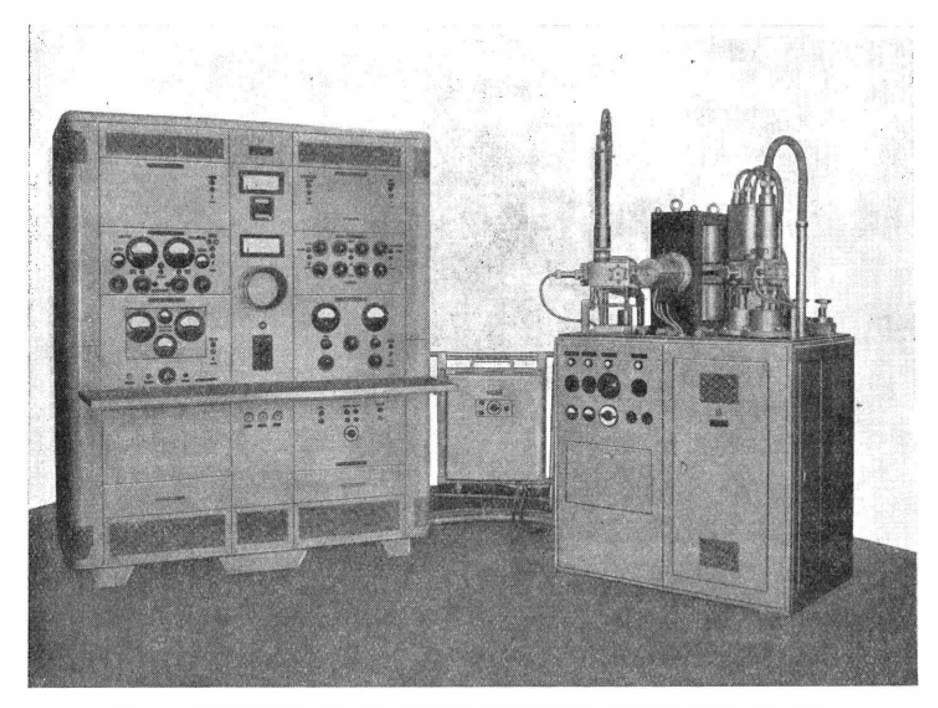


Abb. 29. Massenspektrometer der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin [31]
Hersteller: Institut für Gerätebau in Zusammenarbeit mit dem Kernphysikalischen Institut, Zeuthen-Miersdorf

Strahlengang ergibt eine Richtungsfokussierung 2. Ordnung, weil in diesem Falle die beiden ebenen Begrenzungen des Sektorfeldes Tangenten im Wendepunkt des Hintenbergerschen [9] idealfokussierenden Ablenkfeldes sind, wie es in Abb. 24a strichpunktiert eingezeichnet ist. Der Nachweis der Ionen erfolgt mit dem im § 7 erwähnten Szintillationsionendetektor. Ausschnitte aus dem Massenspektrum erscheinen auf dem Oszillographenschirm in der Mitte des Bedienungsschrankes. Das ganze Spektrometer ist ausheizbar, und der Druck im Analysatorraum ist kleiner als 10^{-6} Torr. Da die Ionenquelle Ionen sehr homogener Energie liefert und die Beschleunigungsspannung bzw. das Magnetfeld im Verhältnis $1:10^4$ stabilisiert sind, beträgt das Auflösungsvermögen des Gerätes $\frac{M}{\Delta M} \backsimeq 300$ und kann durch Verringerung der Spaltbreite noch weiter erhöht werden.

§ 9. Die hochauflösenden Massenspektrographen

Mit den eben beschriebenen einfachen Geräten kann man ein Auflösungsvermögen von etwa 1000 erreichen. Diese Grenze ergibt sich aus den unvermeidlichen geringfügigen statistischen und systematischen Unterschieden hinsichtlich der Energie der einzelnen Ionen $\left(\frac{\Delta U}{U}\right)$, wie sie die in § 5 beschriebenen Ionenquellen liefern.

In der Vergangenheit sind Methoden ausgearbeitet worden [24, 25, 26], die verhindern, daß sich die Orte des Auftreffens der einzelnen Ionen ändern, wenn die Ionengeschwindigkeiten innerhalb gewisser Grenzen schwanken. Dies ist eine neue Art der Fokussierung: *die Geschwindigkeitsfokussierung*. Gelingt eine derartige Fokussierung außerdem für Ionenstrahlen einer gewissen Richtungsdivergenz, so spricht man von *doppelfokussierenden Massenspektrographen.* Bei derartigen Apparaten enthält der Ausdruck für das Auflösungsvermögen des magnetischen Sektorfeldes nicht mehr das Glied $\frac{\Delta U}{U}$. Das Auflösungsvermögen für Doppelfokussierung ergibt sich daher zu

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{1}{\left|\frac{2\,s'}{K''}\,G\right|}\,. \tag{52}$$

Es wird hiernach bestimmt durch die Breite s' des Eintrittsspaltes, den Dispersionskoeffizienten K'' und die Quervergrößerung G des magnetischen Ablenkfeldes. Wie sich aus (32) und (35) ergibt, ist K'' eine Länge der Größenordnung des Krümmungsradius ϱ und G eine dimensionslose Zahl der Größenordnung 1. Daher ist das Auflösungsvermögen in 1. Näherung bestimmt durch das Verhältnis des Krümmungsradius zur Spaltbreite $\frac{\varrho}{s'}$. Da man die Spaltbreite aus Intensitätsgründen und wegen der Herstellung nicht kleiner als 10^{-4} cm wählt, ist für ein Auflösungsvermögen von etwa 10^6 ein Krümmungsradius der Größenordnung Meter erforderlich. Hieraus folgt, daß hochauflösende Massenspektrographen sehr umfangreiche Apparaturen sein können.

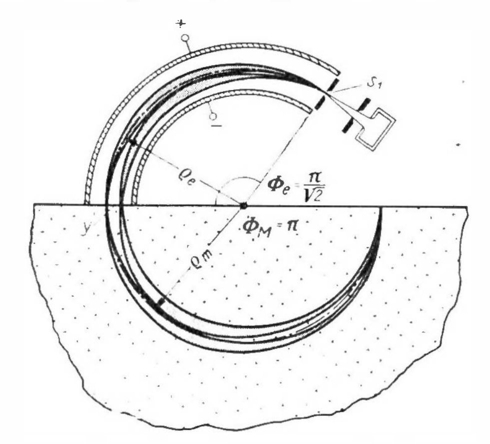


Abb. 30. Beispiel einer Feldkombination, die für einen Punkt ($\varrho_e = \varrho_m$) Doppelfokussierung liefert
$\left(\Phi = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 127°\,17'; \quad \Phi_M = \pi = 180°\right)$

Es sollen nun einige hochauflösende Apparate besprochen werden. Besonders klar ist die Doppelfokussierung zu übersehen, wenn ein elektrisches Sektorfeld mit Ablenkungswinkel $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$ und ein magnetisches π-Feld unmittelbar hinterein-

ander geschaltet werden, wobei in beiden Fällen der gleiche Krümmungsradius benutzt wird (Abb. 30). Während die Ionen der Energie eU nach Ablenkung um $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$ in einem Punkt des Sollkreises ϱ_e fokussiert werden, erfolgt die Fokussierung der Ionen mit etwas hiervon abweichender Energie $eU(1+\beta)$ nach der Gleichung $y_e = \beta k_e''$ im Abstand y_e vom Sollkreis. Für einen Ablenkungswinkel $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$ ist $g_e = \infty$ und $l' = 0$ (s. Formel für g_e, S. 67), daher ist $y_e = \varrho_e\beta$. Damit Ionen gleicher Masse mit Hilfe eines magnetischen π-Feldes in einem Punkt fokussiert werden, muß $y_e = 2\Delta\varrho_m$ sein. Es ist aber $\frac{\Delta\varrho_m}{\varrho_m} = \frac{1}{2}\frac{\Delta U}{U} = \frac{1}{2}\beta$, also folgt $y_e = \varrho_e\beta = \varrho_m\beta$. Während man also längs der Magnetfeldkante auf der Austrittsseite für alle Massen Richtungsfokussierung erhält, liegt für einen bestimmten Radius ($\varrho_e = \varrho_m$) auch Geschwindigkeitsfokussierung vor. Damit ist für diesen Punkt die Bedin-

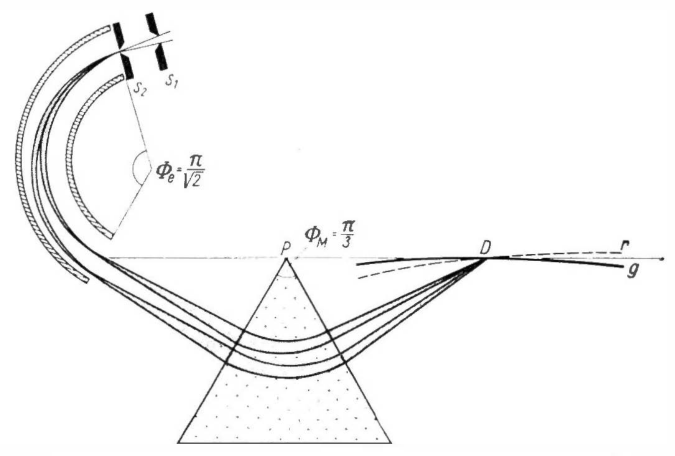


Abb. 31. Beispiel einer Feldkombination, die für einen kleinen Bereich in der Umgebung von $\varrho_e = \varrho_m$ Doppelfokussierung liefert [27]

$$\left(\Phi_e = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 127°\,17'; \qquad \Phi_M = \frac{\pi}{3} = 60°\right)$$

gung für Doppelfokussierung erreicht. Wie man leicht einsieht, schneidet hier die Kurve für Geschwindigkeitsfokussierung diejenige für Richtungsfokussierung unter 45°. Aus diesem Grunde sind nur wenige Massenlinien in der unmittelbaren Nähe dieses Punktes scharf.

Günstiger ist es, wenn sich beide Kurven längs eines möglichst großen Massenbereiches überdecken. Auf Grund der bekannten Abbildungseigenschaften des elektrischen und magnetischen Sektorfeldes ist zu erwarten, daß man auch für Kombinationen mit kleineren Ablenkungswinkeln Doppelfokussierung erreichen kann. Für die Kombination $\Phi_e = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$ und $\Phi_m = 60°$ haben Bainbridge und Jordan [27] (Abb. 31) erreicht, daß sich die beiden Kurven für Geschwindigkeits-

fokussierung (g) und Richtungsfokussierung (r) für $\varrho_m = \varrho_e$ unter einem sehr flachen Winkel schneiden. Aus diesem Grunde gibt das Gerät auch für einen größeren Massenbereich scharfe Linien. Das erreichte Auflösungsvermögen beträgt 13 000 bei einem Krümmungsradius $\varrho_e = \varrho_m = 25{,}4$ cm. Mit einem sehr großen doppelfokussierenden

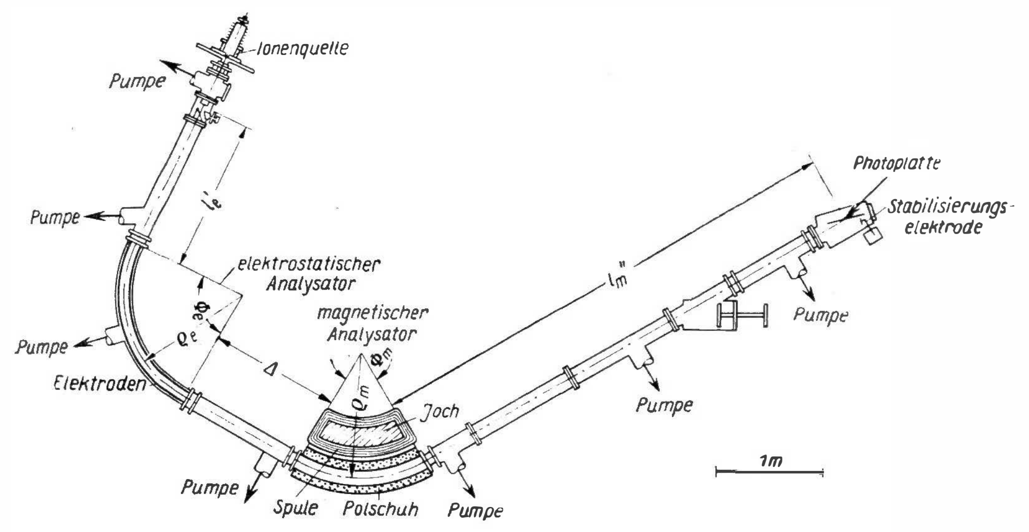


Abb. 32. Der Massenspektrograph von **Ogata** und **Matsuda** [28] mit einem Auflösungsvermögen von ~ 900 000

Massenspektrographen ähnlicher Anordnung erreichten Ogata und Matsuda [28] das z. Z. höchste Auflösungsvermögen von etwa 900000. Aus der Abb. 32 und der Tabelle 3 sind die einzelnen Daten der Anlage zu ersehen.

Tabelle 3. Daten des Massenspektrographen von Ogata und Matsuda

$l_e' = 134$ cm	$\Phi_m = \frac{\pi}{3} = 60°$
$\Phi_e = \frac{\pi}{3}\sqrt{2} = 84° 50'$	$\varrho_m = 120$ cm
$\varrho_e = 109{,}3$ cm	$l_m'' = 448$ cm
$\Delta = 120$ cm	Gesamtlänge $\simeq$ 10 m
(Abstand zwischen dem elektr. und magnet. Analysator)	Dispersion für 1 % Massendifferenz $\triangleq$ 7,6 cm

$\Theta_{geschw} = 21°$ und $\Theta_{richt} = 17°$ Winkel zwischen Strahlrichtung und Linie für Geschwindigkeitsfokussierung und Richtungsfokussierung.

Besonders große Schwierigkeiten bereitete die Stabilisation der Spannung für den elektrostatischen Analysator und des Stromes für den Magneten, die beide auf besser als $1 : 10^6$ konstant gehalten werden müssen. Das Hochvakuum von 1 bis $2 \cdot 10^{-6}$ Torr wurde durch 7 große Öldiffusionspumpen aufrechterhalten.

Während die bisher beschriebenen Anordnungen Doppelfokussierung nur für eine Masse ergaben, gelang es MATTAUCH und HERZOG [24] mit Hilfe einer speziellen Feldkombination die *Doppelfokussierung für alle Massen* gleichzeitig zu erreichen. In diesem Falle ist das Zustandekommen der Doppelfokussierung nicht so einfach zu zeigen, und es soll hier auf einen Beweis verzichtet werden.

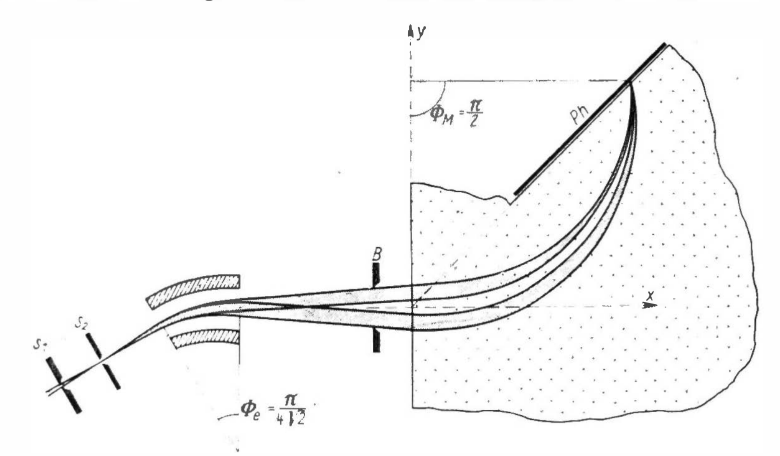


Abb. 33. Feldkombination von Mattauch und Herzog, die an der geradlinigen Austrittskante des Magneten für alle Massen Doppelfokussierung ergibt

$\left(\Phi_e = \frac{\pi}{4\sqrt{2}} = 31^\circ 50'; \quad \Phi_M = \frac{\pi}{2} = 90^\circ\right)$

Sie beruht aber ebenfalls auf der sinnvollen Verbindung elektrischer und magnetischer Sektorfelder, wie es Abb. 33 zeigt. Vorteile dieser Anordnung sind 1. die schon erwähnte Doppelfokussierung für alle Massen, 2. die Bildkurve ist eine Gerade, und 3. die einzelnen Massen schlagen sich auf der Photoplatte längs einer rein quadratischen Skala nieder. Dies ist für die Auswertung des Spektrums sehr wichtig.

§ 10. Die Auswertung der Massenspektrogramme

Die Bestimmung der *relativen Häufigkeiten* erfolgt ausschließlich mit Hilfe von Massenspektrometern. Als Beispiel einer routinemäßigen Registrierung geben wir das Massenspektrogramm der Xenon-Isotope, wie es vom Registriergerät automatisch aufgezeichnet wird [29] (Abb. 34). Für die Präzisionsbestimmung der Isotopenhäufigkeit benutzt man elektronische Kompensationsschaltungen, auf die hier nicht eingegangen werden kann. Es werden hierbei Genauigkeiten von 0,1 % und besser erreicht.

Die Registrierung der Massenspektren der hochauflösenden Massenspektrographen erfolgt mit Hilfe von Photoplatten. Auf der Platte sieht man in gleichmäßigen Abständen, gelegentlich von Lücken unterbrochen, mehr oder weniger geschwärzte Linien, denen auf Grund der bekannten Geometrie der Anlage und den einge-

stellten elektrischen und magnetischen Feldstärken bestimmte Massenzahlen zugeordnet werden können. Bei genauer Betrachtung der Linien unter dem Mikroskop zeigt sich, daß die Schwärzung meistens aus mehreren mehr oder weniger dicht beieinanderliegenden scharfen Linien besteht. Als Beispiel sei die von BIERI, EVERLING und MATTAUCH [30] veröffentlichte Aufnahme gezeigt, die den Ausschnitt aus dem Massenspektrogramm in der Umgebung der Massenzahl 20 darstellt (Abb. 35).

Obwohl hier alle Ionen (mit Ausnahme der Linie A^{40++}) zur gleichen Massenzahl gehören, weichen ihre genauen Massen etwas voneinander ab. Dies beruht auf dem – je nach der Stärke der Bindungsenergie – verschieden großen Massendefekt (s. Bd. II). Sehr deutlich ist dies beim schrittweisen Einbau von 4 Deuteronen in den Kern zu sehen. Beim schweren Methan ($C^{12}D_4$) sind die 4 Deuteronen nur mit chemischen Kräften an das C^{12}-Atom gebunden. Durch Übernahme eines der chemisch gebundenen Deuteronen in den Kern entsteht die Verbindung $N^{14}D_3$, entsprechend bei Übernahme von 2 bzw. 4 Deuteronen die Verbindungen $O^{16}D_2$ bzw. Ne. Die hierbei zunehmende Erhöhung der Bindungsenergie führt dazu, daß die entsprechenden Massenlinien in der Abb. 35 schrittweise nach links rücken. Durch die genaue

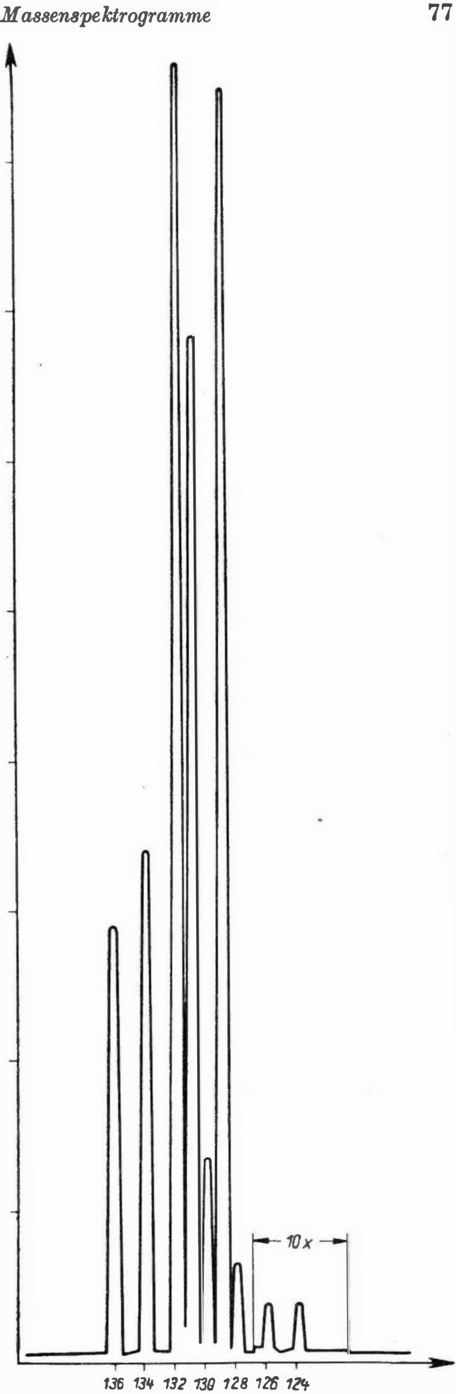


Abb. 34. Massenspektrum der Xenon-Isotope Registrierstreifen, aufgenommen mit dem Massenspektrometer der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften [27]. (Registrierstreifen von Cermak und Hanus)

Bestimmung der Abstände der einzelnen Linien des Multipletts und ihrer Abstände zu den Linien der benachbarten Massenzahlen (in Abb. 35 betragen diese Abstände je 100 cm), lassen sich die Massenunterschiede der einzelnen



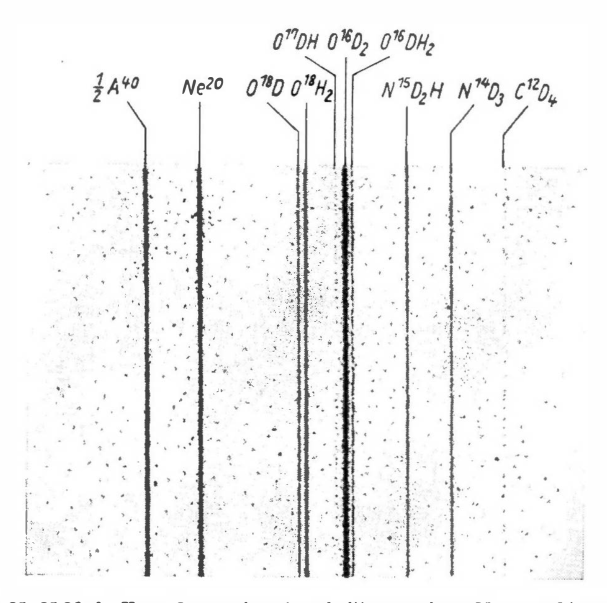


Abb. 35. 85,8fache Vergrößerung eines Ausschnittes aus einem Massenspektrogramm bei der Masse 20, mit einem doppel fokussierenden Massenspektrographen nach Mattauch und Herzog [24] aufgenommen [30]. Auflösungsvermögen etwa 100 000fach

Ionen mit hoher Genauigkeit angeben. Kennt man in einem Multiplett die Masse einer Ionengruppe genau, so kann man auf diese Weise die Massen der anderen Ionen ebenfalls sehr genau bestimmen. Hierzu haben sich die *Hilfsstandardmassen* von H^1, D^2 und C^{12} als sehr nützlich erwiesen. Man erhält sie mit Hilfe von Multiplettaufnahmen in der Umgebung der Massenzahlen 2, 6 und 16 aus den Massendifferenzen der drei Dubletts

$$H_2{}^+ - D^+ = 1{,}5503 \pm 0{,}0015,$$
$$D_3{}^+ - C^{12\,++} = 42{,}292 \pm 0{,}012 \text{ (in } 10^{-3} \text{ Masseneinheiten)},$$
$$C^{12}H_4{}^+ - O^{16\,+} = 36{,}371 \pm 0{,}012.$$

Aus diesen drei Gleichungen folgen die drei unbekannten Massen von H^1, D^2 und C^{12}:

$$H^1 = 1{,}008141 \pm 0{,}000002 \text{ ME},$$
$$D^2 = 2{,}014732 \pm 0{,}000004 \text{ ME},$$
$$C^{12} = 12{,}003807 \pm 0{,}000011 \text{ ME}.$$

Mit ihrer Hilfe kann man aus den Feinstrukturspektrogrammen die genauen Massen der Isotope bestimmen (aus Abb. 35 z. B. die Massen von A^{40} und Ne^{20}).

Die Genauigkeit ist durch die Schärfe der Linien auf etwa 1 μ begrenzt, was auch ungefähr der Ablesegenauigkeit eines Kompensators entspricht. Eine Erhöhung der Genauigkeit kann daher nur durch Vergrößerung des Abstandes der Massenlinien, d. h. durch Erhöhung der Dispersion, erreicht werden. Dies führt dazu, daß Spektrographen mit dem höchsten Auflösungsvermögen (Abb. 32) sehr umfangreiche Apparaturen sind.

Die relativen Häufigkeiten und die genauen Massen der einzelnen Isotope sind in der Isotopentabelle in Band II zusammengefaßt.

IV. Bestimmung der Kernmomente

Zur Bestimmung von Kernladung, Kernradius und Kernmasse genügt es, sich den Atomkern als homogene Kugel vorzustellen. Die Erfahrung, daß der Kern aus Protonen und Neutronen, also aus diskreten Einzelteilchen besteht, deutet bereits auf die starke Idealisierung dieser Vorstellung hin. In diesem Kapitel sollen Verfahren behandelt werden, mit deren Hilfe die Abweichungen von der Kugelsymmetrie der Ladungsverteilung festgestellt werden können; charakteristische Größen für diese Abweichungen sind der *Kernspin* in Verbindung mit den *Kernmomenten.*

Die Bestimmung dieser Größen setzt eine energetische Wechselwirkung des Kernes mit äußeren Feldern voraus. Von möglichst allgemeinen Ansätzen ausgehend, werden wir daher zunächst diese Wechselwirkungsenergie berechnen; dabei ist es gleichgültig, ob die äußeren Felder ihren Ursprung in der Elektronenhülle des Atoms oder Moleküls haben, dem der Kern angehört, oder ob sie makroskopischer Natur sind.

Die Bestimmungsmethoden teilen wir in drei Gruppen ein. Unter den optischen Verfahren verstehen wir solche, bei denen die Wechselwirkungsenergie der Kernmomente größeren Energietermen (Feinstrukturterm, Rotationsterm) überlagert ist; die Existenz der Kernmomente zeigt sich an einer Aufspaltung entsprechender Spektrallinien (Hyperfeinstruktur). In der zweiten Gruppe werden Untersuchungen an Atom- und Molekülstrahlen behandelt; dabei werden Übergänge zwischen den verschiedenen Zuständen der Kerne direkt gemessen. Die dritte Gruppe umfaßt Methoden, mit deren Hilfe Kernmomente in kompakter Materie (Gase normalen Druckes, Flüssigkeiten, Festkörper) untersucht werden. Wir denken dabei stets an stabile Kerne.

§ 11. Wechselwirkung eines Kernes mit elektrischen und magnetischen Feldern

a) Elektrostatische Wechselwirkung

Wir nehmen an, die Kernladung – charakterisiert durch die Ladungsdichte $\varrho_k(\mathfrak{r}_k)$ – habe ein endliches Volumen τ_k und das auf den Kern einwirkende elektrostatische Potential werde durch Ladungen (Dichte $\varrho_a(\mathfrak{r}_a)$) bestimmt, die sich außerhalb des Kernvolumens über den Bereich τ_a verteilen; Tauchbahnen sind also ausgeschlossen. Dann ist (vgl. Abb. 36) die elektrostatische Wechselwirkungsenergie dieses Systems durch

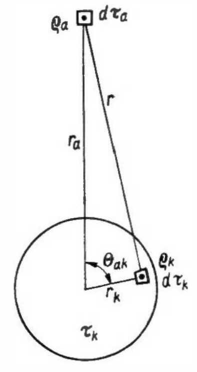


Abb. 36. Zur elektrostatischen Wechselwirkung zwischen Kernladung und Umgebung

$$W_e = \int_{\tau_a}\int_{\tau_k} \frac{\varrho_a(\mathfrak{r}_a)\,\varrho_k(\mathfrak{r}_k)}{r}\,d\tau_a\,d\tau_k \tag{53}$$

gegeben. r, den Abstand der beiden Ladungselemente, können wir nach dem Kosinussatz durch die Abstände vom Mittelpunkt des Kernes (r_k und r_a) ausdrücken und, da $\frac{r_k}{r_a} < 1$ gilt, $\frac{1}{r}$ in eine Reihe entwickeln:

$$\begin{aligned}\frac{1}{r} &= \frac{1}{\sqrt{r_k^2 + r_a^2 - 2\,r_a r_k \cos\theta_{ak}}} \\ &= \frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_a}\frac{r_k}{r_a}P_1 + \frac{1}{r_a}\left(\frac{r_k}{r_a}\right)^2 P_2 + \cdots\end{aligned} \tag{54}$$

Dabei sind P_1, P_2, ... die Legendreschen Polynome von $\cos\theta_{ak}$, also

$$P_1 = \cos\theta_{ak},$$
$$P_2 = \tfrac{1}{2}(3\cos^2\theta_{ak} - 1) \text{ usw.}$$

Die elektrostatische Wechselwirkungsenergie zerfällt damit in eine Folge von Gliedern. Werden die äußeren Ladungen durch die Elektronen der Atomhülle verkörpert, dann stellt das erste Glied von W_e,

$$W_e^{(0)} = Ze\int_{\tau_a}\frac{\varrho_a(\mathfrak{r}_a)}{r_a}\,d\tau_a, \tag{55}$$

den Term dar, der bei der spektroskopischen Bestimmung der Kernladung Z die entscheidende Rolle spielt; er hat für die weiteren Überlegungen dieses Abschnittes keine Bedeutung.

Man sieht, daß alle übrigen Glieder, $W_e^{(1)}$, $W_e^{(2)}$ usw., verschwinden, wenn entweder die Kernladungen oder die äußeren Ladungen kugelsymmetrisch angeordnet sind, also entweder ϱ_k oder ϱ_a nicht von θ_{ak} abhängen, da P_l, über alle Raumrichtungen gemittelt, stets gleich Null ist.

Das Glied

$$W_e^{(1)} = \int_{\tau_a}\int_{\tau_k}\frac{\varrho_a(\mathfrak{r}_a)}{r_a^2}\,d\tau_a\,\mathfrak{r}_k\,\varrho_k(\mathfrak{r}_k)\,d\tau_k\cos\theta_{ak} \tag{56}$$

kann aufgefaßt werden als Energie eines Dipolmomentes $(r_k \varrho_k(\mathfrak{r}_k) d\tau_k)$ im elektrischen Feld eines Hüllenelementes $\left(\frac{\varrho_a(\mathfrak{r}_a)\, d\tau_a}{r_a^2}\right)$. Das nächste Glied

$$W_e^{(2)} = \int\limits_{\tau_a} \int\limits_{\tau_k} \frac{\varrho_a(\mathfrak{r}_a)\, d\tau_a}{r_a^3} r_k^2 \varrho_k(\mathfrak{r}_k)\, d\tau_k \cdot \frac{1}{2} (3\cos^2\theta_{ak} - 1) \tag{57}$$

gibt die Energie einer Ladungsverteilung an, wie sie in Abb. 37c idealisiert wiedergegeben ist; man bezeichnet eine derartige Ladungsanordnung als Quadrupol.

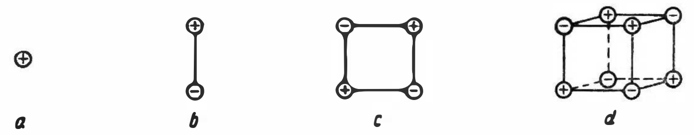


Abb. 37. Grundformen der Ladungsverteilung a) Punktladung, b) Dipol, c) Quadrupol, d) Oktupol

Man spricht ganz allgemein von *Multipolgliedern der Ordnung* 2^l, wenn es sich um Terme mit P_l handelt.

Durch die Reihenentwicklung (54) haben wir also die elektrostatische Energie aus Beiträgen bestimmter, einfach erfaßbarer Ladungsverteilungen aufgebaut (Abb. 37); wir sehen ferner, daß die Multipole nur dann energetisch wirksam sind, wenn die entsprechenden Ableitungen des elektrostatischen Potentials am Kernort nicht verschwinden.

Die Erfahrung zeigt, daß Multipolmomente der Ordnung 2^l mit ungeradem l bei Kernen nicht auftreten. Man kann daraus schließen, daß die Ladungsverteilung im Atomkern gegen Inversion invariant ist; d. h.,

$$\varrho(x_{k1}, x_{k2}, x_{k3}) = \varrho(-x_{k1}, -x_{k2}, -x_{k3}); \tag{58}$$

da nämlich die Legendreschen Polynome ihr Vorzeichen bei Inversion umkehren, wenn l ungerade ist,

$$P_l(-x_{k1}, -x_{k2}, -x_{k3}) = (-1)^l P_l(x_{k1}, x_{k2}, x_{k3}), \tag{59}$$

heben sich dann in den von der Kernladung abhängigen Teilen der Energieterme

$$\int\limits_{\tau_k} r_k^l \varrho_k(x_{k1}, x_{k2}, x_{k3}) P_l\, d\tau_k\,,$$

die durch Inversion ineinander übergehenden Beiträge gegenseitig auf. (Die Indizes 1, 2 und 3 kennzeichnen die Achsen eines rechtwinkligen Koordinatensystems.)

b) Magnetische Wechselwirkung

Analog zu (53) läßt sich auch die magnetische Wechselwirkung W_m zwischen einem äußeren Magnetfeld, etwa dem Feld der Hüllenelektronen am Kernort, und dem durch Rotation der Kernladung entstehenden Kernvektorpotential nach den Gesetzen der klassischen Elektrodynamik darstellen. Durch eine (54) ähnliche Reihenentwicklung führt man magnetische Multipole der Ordnung 2^l ein und kann zeigen, daß diese nur für ungerades l auftreten. Es gibt also keine einzelnen Magnetpole, keine Quadrupole usw.

Im Bereich der Kernmomente gibt es demnach

elektrische Ladungen,
magnetische Dipolmomente,
elektrische Quadrupolmomente,
magnetische Oktupolmomente usw.

Durch die Ordnung des Multipols ist somit der Charakter eindeutig festgelegt: die Zusätze „elektrisch" oder „magnetisch" sind überflüssig und werden gewöhnlich weggelassen.
Die Potentiale von Multipolen fallen mit zunehmender Ordnung immer rascher nach außen ab: Multipole höherer Ordnung werden daher wegen ihres sehr geringen Wirkungsbereiches nur schwer nachweisbar sein. Bis jetzt ist es nur gelungen, Dipolmomente und Quadrupolmomente zu messen; in einigen wenigen Untersuchungen konnte zwar die Existenz von Oktupol- und auch von 16-Pol-Momenten nachgewiesen werden; für kernphysikalische Theorien oder Anwendungen spielen diese jedoch vorläufig noch keine Rolle. Wir wollen uns daher auch hier auf die Bestimmung von Dipol- und Quadrupolmomenten beschränken.

c) Definition des Dipolmomentes und des Quadrupolmomentes

Ordnen wir einem Atomkern einen Drehimpuls $\mathfrak{a}$ zu, dann folgt bereits aus den klassischen Vorstellungen die Existenz eines magnetischen Dipolmomentes $\vec{\mu}_I$; wir schreiben

$$\vec{\mu}_I = \gamma_I \mathfrak{a}, \tag{60}$$

wobei γ_I das gyromagnetische Verhältnis ist. Messen wir $\mathfrak{a}$ in Einheiten $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, dann wird aus (60) mit dem dimensionslosen Kernspinvektor $\mathfrak{I}$

$$\vec{\mu}_I = \gamma_I \mathfrak{I} \hbar. \tag{61}$$

Den größten Wert, den $\mathfrak{I}$ in eine vorgegebene Richtung annehmen kann, bezeichnet man als Kernspin I (I ist stets halb- oder ganzzahlig); es gilt

$$|\mathfrak{I}| = \sqrt{I(I+1)}. \tag{62}$$

Den entsprechenden Wert von $\vec{\mu}_I$ bezeichnet man als Kerndipolmoment μ_I schlechthin. Dann ist

$$\mu_I = \gamma_I I \hbar.^{1)} \tag{63}$$

In der Physik der Elektronenhülle hat sich das Bohrsche Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$ $\left(\frac{e}{m} = \text{spezifische Ladung des Elektrons}, c = \text{Lichtgeschwindigkeit}\right)$ als Einheit bewährt. Auf die Kernphysik übertragen, kommt man zum Kernmagneton μ_K:

$$1\,\mu_K = \frac{e\hbar}{2\,m_p c} = (0{,}5050388 \pm 0{,}000036) \cdot 10^{-23} \frac{\text{erg}}{\text{Gauß}} \tag{64}$$

---

[1]) Diese Formulierungen werden in Analogie zum Elektronenspin gebildet und brauchen daher an dieser Stelle nicht näher begründet zu werden (vgl. Bd. II).

(m_p = Protonenmasse). Man schreibt

$$\mu_I = g_I I \mu_K; \tag{65}$$

g_I ist der sog. Kern-g-Faktor, der in Analogie zum Landé-Faktor der Elektronenhülle eingeführt wurde, aber noch nicht theoretisch gedeutet werden kann.
Die Energie eines (punktförmigen) Dipols im mittleren Feld $H(O)$ ist dann

$$W_D = -\vec{\mu}_I \vec{H}(O) = -\mu_I H(O) \cos(\vec{\mu}_I, \vec{H}(O)). \tag{66}$$

Die Quadrupolwechselwirkungsenergie hatten wir in (57) bereits aufgeschrieben; für spätere Untersuchungen ist es jedoch noch notwendig, diesen Ausdruck in einen nur vom äußeren Feld abhängigen Anteil und eine für das Kernmoment charakteristische Größe zu zerlegen. Wir gehen hierzu von Polarkoordinaten zu rechtwinkligen (1, 2 und 3 kennzeichnen die drei Achsenrichtungen) über und erhalten, da $r_k r_a \cos\theta_{ak} = x_{k1}x_{a1} + x_{k2}x_{a2} + x_{k3}x_{a3}$ ist,

$$W_Q = \int_{\tau_a}\int_{\tau_k} \varrho_k \frac{\varrho_a}{r_a^3}\left[\frac{3}{2}\sum_{i,j} x_{ki}x_{kj}x_{ai}x_{aj} - \frac{1}{2} r_k^2 r_a^2\right] d\tau_k\, d\tau_a. \tag{67}$$

Durch Ausmultiplizieren läßt sich zeigen, daß man (67) als doppelt skalares Produkt zweier Tensoren schreiben kann:

$$W_Q = -\tfrac{1}{6}\sum_{i,j} Q_{ij}\varphi_{ij} \tag{68}$$

mit den Komponenten

$$Q_{ij} = \int_{\tau_k} \varrho_k (3x_{ki}x_{kj} - \delta_{ij} r_k^2)\, d\tau_k \tag{69}$$

und

$$\varphi_{ij} = -\int_{\tau_a} \frac{\varrho_a}{r_a^5}(3x_{ai}x_{aj} - \delta_{ij} r_a^2)\, d\tau_a = -\int_{\tau_a} \varrho_a \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{r_a}\right) d\tau_a \tag{70}$$

($\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$, $\delta_{ij} = 1$ für $i = j$). φ_{ij} gibt die Inhomogenität des am Kernort wirkenden Feldes wieder; auf Grund der in a) gestellten Vorbedingungen muß im Bereich des Atomkerns $\Delta\varphi = 0$ sein, d.h., die Diagonalsumme von (70) ist Null. Dasselbe gilt auch für (69).
Man kann die beiden in allen Gliedern quadratischen Tensoren auf Hauptachsen transformieren, d. h. in solchen rechtwinkligen Koordinaten darstellen, daß jeweils nur die rein quadratischen Glieder auftreten; das ist entweder für Q_{ij} oder für φ_{ij} möglich. Wir müssen daher zwei Hauptachsensysteme unterscheiden. Das Hauptachsensystem der Umgebung bezeichnen wir mit x, y, z, das kerneigene dagegen mit ξ, η, ζ. Dann haben wir anstelle von (68) die äquivalenten Schreibweisen

$$W_Q = -\tfrac{1}{6}(Q_{xx}\varphi_{xx} + Q_{yy}\varphi_{yy} + Q_{zz}\varphi_{zz}) \tag{71}$$

oder

$$W_Q = -\tfrac{1}{6}(Q_{\xi\xi}\varphi_{\xi\xi} + Q_{\eta\eta}\varphi_{\eta\eta} + Q_{\zeta\zeta}\varphi_{\zeta\zeta}). \tag{72}$$

Wir nehmen jetzt an, sowohl die Ladungsverteilungen im Kern als auch in der Kernumgebung seien rotationssymmetrisch (die Rotationsachsen seien z bzw. ζ). Dann ist also ($\Delta\varphi = 0$)

$$\varphi_{xx} = \varphi_{yy} = -\tfrac{1}{2}\varphi_{zz}, \tag{73}$$

und aus (71) wird

$$W_Q = -\tfrac{1}{6}\varphi_{zz}\left(Q_{zz} - \tfrac{1}{2}(Q_{xx} + Q_{yy})\right).$$

Setzen wir für Q_{xx}, Q_{yy} und Q_{zz} die aus (69) folgenden Ausdrücke ein, so ergibt sich unter Berücksichtigung von $x^2 + y^2 + z^2 = r^2$

$$W_Q = -\tfrac{1}{4}\varphi_{zz}\int\limits_{\tau_k}\varrho_k(3\,z_k^2 - r_k^2)\,d\tau_k. \tag{74}$$

Die z-Achse bilde mit der ζ-Achse den Winkel ϑ, dann gilt

$$\int\limits_{\tau_k}\varrho_k(3\,z_k^2 - r_k^2)\,d\tau_k = \int\limits_{\tau_k}\varrho_k(3\,\zeta_k^2 - r_k^2)\,d\tau_k\cdot\tfrac{1}{2}(3\cos^2\vartheta - 1). \tag{75}$$

In

$$\int\limits_{\tau_k}\varrho_k(3\,\zeta_k^2 - r_k^2)\,d\tau_k = \int\varrho_k r_k^2(3\cos^2\theta - 1)\,d\tau_k = e\,Q \tag{76}$$

(θ ist im kerneigenen Koordinatensystem der Winkel zwischen der Symmetrieachse (ζ) und den Ortsvektoren) haben wir eine nur von der Ladungsverteilung abhängige Größe, das *Quadrupolmoment;* im engeren Sinne bezeichnet man auch oft Q (Dimension cm²) als Quadrupolmoment. Damit erhalten wir die Quadrupolwechselwirkungsenergie endgültig in der Form

$$W_Q = -\frac{e\,Q\,\varphi_{zz}}{4}\left(\frac{3}{2}\cos^2\vartheta - \frac{1}{2}\right). \tag{77}$$

Die Gleichungen (66) und (77) geben die Energieterme an, die wir messen; bei den einzelnen Bestimmungsverfahren müssen wir allerdings noch untersuchen, durch welche Quantenbrüche die klassisch eingeführten Winkelfunktionen ausgedrückt werden müssen. Wir wollen hier noch eine Betrachtung über allgemeine Zusammenhänge zwischen I und Q anstellen, die bei der Auswertung experimenteller Ergebnisse nützlich ist.

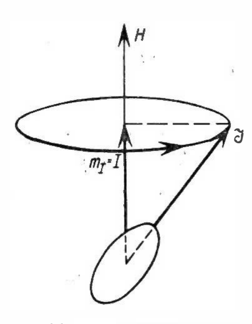


Abb. 38. Zusammenhang zwischen $|\mathfrak{J}|$ und I

Es ist zunächst nach den üblichen Vorstellungen der Quantentheorie offensichtlich, daß die zuletzt eingeführte Symmetrieachse des Kernes (ζ) parallel zur I-Richtung ($m_I = I$) verläuft, nicht parallel zum Kernspin-Vektor $\mathfrak{J}$. Wir wiesen anfangs bereits darauf hin, daß die maximale Komponente des Kernspinvektors in einer vorgegebenen Richtung kleiner als $|\mathfrak{J}|$ ist. Anschaulich stellt man sich vor, daß $\mathfrak{J}$ um diese Richtung sehr schnell präzessiert (Abb. 38). Für eine beliebige Orientierung (m_I) des Spinvektors berechnet sich das effektive Quadrupolmoment nach der in (75) angegebenen Winkelabhängigkeit. Es ist

$$\cos\vartheta_{m_I} = \frac{m_I}{\sqrt{I(I+1)}}. \tag{78}$$

Damit wird

$$Q(m_I) = \frac{3\cos^2\vartheta_{m_I} - 1}{3\cos^2\vartheta_I - 1}\,Q = \frac{3\,m_I^2 - I(I+1)}{3\,I^2 - I(I+1)}\,Q = \frac{3\,m_I^2 - I(I+1)}{I(2I-1)}\,Q. \tag{79}$$

Das bedeutet, für $I = 0, \frac{1}{2}$ kann für $m_I = I$ kein Quadrupolmoment existieren; Quadrupolmomente sind demnach erst für Kerne mit

$$I \geqq 1 \tag{80}$$

zu erwarten. Diese Tatsache erleichtert zusammen mit (63) die Untersuchung von Kernmomenten; bei $I = 0$ sind überhaupt keine Kernmomente möglich, für $I = \frac{1}{2}$ können nur Dipolmomente auftreten; Quadrupolmomente treten erst für $I = 1$ auf. Man kann zeigen, daß ganz allgemein für die Ordnung möglicher Multipole die Beziehung

$$l \leqq 2I \tag{81}$$

gilt; (63) und (80) sind Sonderfälle hiervon.

§ 12. Optische Verfahren

a) Die Hyperfeinstruktur (HFS) in Atomspektren

1. Grundlagen. Die Analyse von Atomspektren gab die ersten Hinweise auf die Existenz von Kernmomenten. Einzelne Linien der Feinstrukturspektren zeigen eine Untergliederung, die nicht mehr durch Zustände der Elektronenhülle allein beschrieben werden kann. Pauli erklärte 1924 diese HFS durch Annahme eines Eigendrehimpulses der Atomkerne, also eines Kernspins.

Wir können diese HFS erfassen, wenn wir die aus der Theorie der Atomspektren bekannten Feinstrukturterme W_J durch die Dipol- und Quadrupolenergie (66) und (77) ergänzen:

$$W_F = W_J + W_D + W_Q. \tag{82}$$

Das Magnetfeld $H(O)$ hängt jetzt nur von dem Zustand der Atomhülle ab; es ist proportional zum Elektronendrehimpulsvektor $\mathfrak{J}$. Wir schreiben daher (66) mit (61) in der Form

$$W_D = a\,\mathfrak{I}\,\mathfrak{J}, \tag{83}$$

wobei a, die HFS-Konstante, durch

$$a = -\frac{\mu_I}{I} \cdot \frac{\mathfrak{H}_J(0)}{\mathfrak{J}} \tag{84}$$

definiert ist. Es ist üblich, das Produkt $\mathfrak{I}\mathfrak{J}$, in dem also der Richtungskosinus des Kernmomentes im Hüllenfeld steckt, durch den Gesamtdrehimpuls $\mathfrak{F}$ auszudrücken. Aus der Vektoraddition von $\mathfrak{I}$ und $\mathfrak{J}$ folgt zunächst

$$\mathfrak{F}^2 = (\mathfrak{I} + \mathfrak{J})^2 = \mathfrak{I}^2 + \mathfrak{J}^2 + 2\,\mathfrak{I}\,\mathfrak{J}$$

und daraus schließlich mit (62) und den äquivalenten Beziehungen für $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{J}$

$$\mathfrak{I}\mathfrak{J} = \tfrac{1}{2}[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] = \tfrac{1}{2}C. \tag{85}$$

In entsprechender Weise ist die klassische Form von (77) durch Drehimpulsvektoren zu ersetzen. Da die Symmetrieachse der Atomhülle nach früheren

Überlegungen mit der J-Richtung identisch sein muß, schreiben wir anstelle von φ_{zz} jetzt φ_{JJ}. Damit erhält man unter Berücksichtigung von (85)

$$W_Q = -\frac{e Q \varphi_{JJ}}{4} \frac{\frac{3}{2} C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)}. \tag{86}$$

Es läßt sich leicht zeigen, daß der Quantenbruch für große Quantenzahlen in die zweite Kugelfunktion von (77) übergeht. Man bezeichnet

$$-eQ\varphi_{JJ} = B \tag{87}$$

als *Quadrupolkopplungskonstante*. Somit wird

$$W_F = W_J + \frac{a}{2} C + \frac{B}{4} \frac{\frac{3}{2} C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)}. \tag{88}$$

Jeder Feinstrukturterm spaltet durch Kerndipol- und Kernquadrupolwechselwirkung in ein Termmultiplett auf; die Multiplizität wird durch die Anzahl der Einstellmöglichkeiten des Kernspins $\mathfrak{I}$ im Feld des Elektronendrehimpulsvektors $\mathfrak{J}$ bestimmt. Es sind demnach

$$(2I+1) \text{ HFS-Terme für } J \geqq I$$

und

$$(2J+1) \text{ HFS-Terme für } J \leqq I$$

zu erwarten. Der Schwerpunkt des einzelnen Feinstrukturterms wird durch die Zusatzglieder W_D und W_Q nicht verändert.

Die Größe der Aufspaltung wird durch die HFS-Konstante a und die Quadrupolkopplungskonstante B bestimmt. Im allgemeinen ist $B \ll a$, so daß hauptsächlich Dipoleffekte eine Rolle spielen.

Für $J = \frac{1}{2}$, $I > 0$ gilt streng

$$W_F = W_J + \frac{a}{2}[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]. \tag{89}$$

Man erhält in diesem Falle HFS-Termdubletts mit $F = I + \frac{1}{2}$ und $F = I - \frac{1}{2}$, deren Abstände vom FS-Schwerpunkt nach (89) $\frac{a}{2} I$ und $-\frac{a}{2}(I+1)$ betragen (Abb. 39).

Experimentell beobachtet man Übergänge zwischen HFS-Termen. Dabei führen

Übergänge zwischen verschiedenen HFS-Multipletts zur Emission (oder Absorption) *elektrischer Dipolstrahlung*

und

Übergänge zwischen den Termen eines HFS-Multipletts zur Emission (oder Absorption) *magnetischer Dipolstrahlung.*

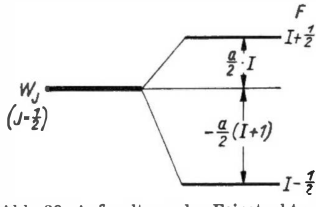


Abb. 39. Aufspaltung des Feinstrukturterms W_J für $J = 1/2$

Auswahl- und Intensitätsregeln können weitgehend aus der Theorie der Feinstrukturspektren übertragen werden; die Rolle des Elektronenspins wird jetzt vom Kernspin übernommen usw. Bei Abwesenheit äußerer Felder gilt die Auswahlregel

$$\Delta F = \pm 1, 0. \tag{90}$$

$F = 0 \dashrightarrow F = 0$ ist jedoch verboten. Aus diesen Regeln lassen sich die HFS-Linien für gegebene J und I ableiten.

2. Experimentelle Methoden. Die Abstände zwischen einzelnen HFS-Termen entsprechen Frequenzen $\delta\nu$ zwischen $3 \cdot 10^9$ Hz und $3 \cdot 10^6$ Hz (bzw. Wellenzahlen $\delta\nu^*$ zwischen 0,1 cm^{-1} und 0,0001 cm^{-1}). Bei der elektrischen Dipolstrahlung sind den im sichtbaren oder UV-Bereich liegenden Feinstrukturlinien ($\nu \simeq 10^{15}$ Hz) Aufspaltungen obiger Größenordnung überlagert; bei der magnetischen Dipolstrahlung mißt man diese Frequenzen unmittelbar.

Wir wollen hier nur auf einige Probleme bei der Messung an elektrischer Dipolstrahlung eingehen, also bei optischen Nachweisverfahren. Dabei sind Frequenzdifferenzen der Größenordnung 10^8 Hz für Frequenzen von $\sim 10^{15}$ Hz zu messen; vom Spektrographen wird also ein Auflösungsvermögen $A = \frac{\nu}{\Delta\nu} > 10^7$ verlangt, um die HFS-Komponenten trennen zu können. Dies kann mit Hilfe moderner Interferenzspektrographen (sorgfältig justierte Fabry-Perot-Etalons u.ä.) erreicht werden.

Die erzielbare Genauigkeit hängt aber nicht allein von der Leistungsfähigkeit des Spektrographen ab. Durch die endliche Breite der Spektrallinien sind dem Auflösungsvermögen weit engere Grenzen gesteckt. Diese Breite von Emissionslinien wird durch drei Effekte bestimmt: 1. Die sog. *natürliche Linienbreite* ist durch die Verweilzeit des Atoms im angeregten Zustand bedingt; sie nimmt nach Dirac mit ν_0^3 (ν_0 = Übergangsfrequenz) zu und liegt im optischen Bereich bei 10^6 Hz bis 10^7 Hz. 2. Durch *Doppler-Effekt* und 3. durch *Stöße* zwischen angeregten Atomen tritt ebenfalls Verbreiterung ein.

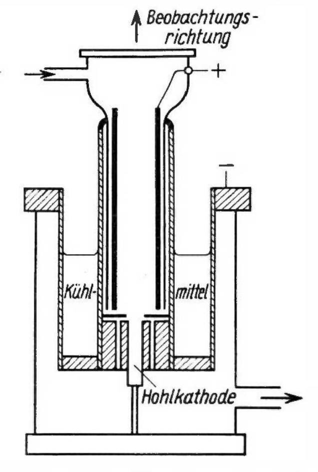


Abb. 40. Prinzip einer Hohlkathodenlichtquelle

Während die natürliche Linienbreite grundsätzlich nicht geändert werden kann, lassen sich Doppler- und Stoßverbreiterung durch Herabsetzung der Temperatur und des Druckes verringern. Beide Vorkehrungen gehen naturgemäß auf Kosten der Lichtstärke der Strahlungsquellen und setzen sehr lichtstarke Spektrographen voraus. Fortschritte der HFS-Forschung waren daher stets mit der Verbesserung der Lichtquellen verbunden.

Heute verwendet man hauptsächlich die von Schüler [38] entwickelte Hohlkathode (Abb. 40). Durch sehr enges Heranziehen der Anode an die Kathode wird die positive Säule der Entladung unterdrückt, der Kathodenraum wird vom negativen Glimmlicht des Füllgases (Edelgas) durchsetzt; dabei zerstäuben die auf die Wandungen aufprallenden Ionen auch die dort aufgedampfte, zu untersuchende Substanz und regen diese zum Leuchten an. Die Kathode kühlt man mit flüssiger Luft L_{fl}; bei geringen Stromstärken (einigen mA) findet die Ent-

ladung dann praktisch bei der Temperatur der flüssigen Luft statt. Mit derartigen Anordnungen erreicht man Linienbreiten von 10^9 Hz (bei leichten Elementen), bis 10^8 Hz (bei schweren Elementen).

Zu weit schmaleren Linien kommt man mit der Atomstrahllichtquelle, wie sie von JACKSON und KUHN [39] zuerst angewandt wurde (Abb. 41). Ein Atomstrahl wird durch einen quer zur Strahlrichtung verlaufenden Elektronenstrahl angeregt. Da die Bewegungsrichtungen der Leuchtatome parallel laufen, wird der Doppler-Effekt weitgehend reduziert; spektroskopisch verhält sich diese „Lichtquelle" wie ein „eindimensionales" Gas mit einer Temperatur von wenigen °K.

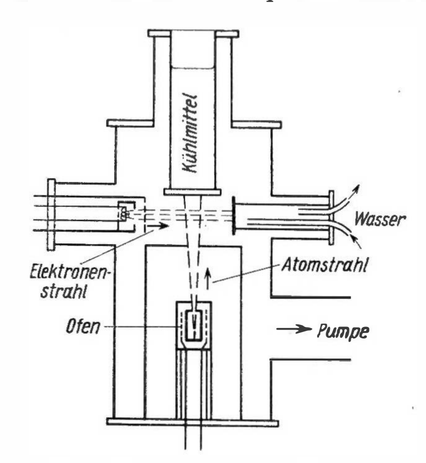


Abb. 41. Prinzip einer Atomstrahllichtquelle

Abb. 42 zeigt Photometerkurven von HFS-Linien.

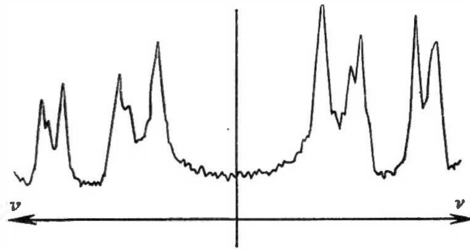


Abb. 42. Hyperfeinstruktur der KJ-Linie $\lambda = 7664$ A, aufgenommen mit einer Atomstrahllichtquelle (Absorption)

3. Auswertung von HFS-Spektren. Nach den bei der Termanalyse von Feinstrukturspektren üblichen Methoden konstruiert man zunächst aus dem HFS-Multiplett das Termschema und gewinnt aus der Multiplizität der Terme I und aus den Abständen a (Quadrupoleffekte gehen im allgemeinen in der Breite der Linien unter). Während I als ganz- oder halbzahlige Größe mit einiger Sicherheit angegeben werden kann, ist die Genauigkeit für a wegen der auf S. 85 aufgezeigten Schwierigkeiten nicht sehr groß (die Unsicherheit liegt bei 20% bis 50%).

Zur eindeutigen Zuordnung kann man noch zusätzliche Magnetfelder anwenden; dann findet eine teilweise Entkopplung von $\mathfrak{I}$ und $\mathfrak{J}$ statt, die Multiplizität ändert sich. Im allgemeinen sind jedoch die in den relativ großen Volumina der Entladungslampen herstellbaren Magnetfelder klein, so daß ein Kern-Zeeman-Effekt in der Linienbreite vollkommen untergeht.

Um aus a und B das Kerndipol- und das Kernquadrupolmoment bestimmen zu können, muß – vgl. (84) und (87) – $H_J(0)$ und $\varphi_{JJ}(0)$ der Elektronenhülle am Kernort bekannt sein; um diese Feldgrößen berechnen zu können, muß man den Zustand der Elektronenhülle kennen. Dies setzt aber i. allg. die Durchrechnung eines Vielkörperproblems voraus.

Diese mathematischen Schwierigkeiten sind die Ursache dafür, daß sich aus HFS-Untersuchungen keine genauen Werte für Kernmomente gewinnen lassen. Lediglich für das Wasserstoffatom hat man a exakt berechnet; ferner läßt sich bei wasserstoffähnlichen Spektren, für Alkaliatome, a mit einiger Sicherheit angeben, aber im allgemeinen Falle sind HFS-Methoden heute den hochfrequenzspektroskopischen Untersuchungen an Molekülen bei der Momentbestimmung unterlegen. Wir wollen daher auf weitere Feinheiten dieser optischen Verfahren nicht eingehen.

b) Molekülspektren

Bei Molekülen ($^1\Sigma$-Grundzustand) sind gewöhnlich die Elektronenschalen voll besetzt, die Elektronenmomente sättigen sich gegenseitig ab, und das auf den Kern im Inneren wirksame Magnetfeld ist vernachlässigbar klein. Die Wechselwirkung des Kerndipolmomentes und der Elektronenhülle wird praktisch nur von dem durch die Rotation des Gesamtmoleküls erzeugten Magnetfeld bestimmt. Die Quadrupolkopplung ist dagegen im Durchschnitt 10^3 mal stärker. Während bei den Atomspektren die Dipolaufspaltungen Quadrupoleffekte überdecken, wird bei den reinen Molekülspektren die Hyperfeinstruktur hauptsächlich durch die Quadrupolkopplungskonstante B bestimmt. Mit Molekülspektren sind hier im engeren Sinne die nur bei Molekülen möglichen Resonanzfrequenzen gemeint, also Rotationsschwingungs- und Rotationsspektren.

Die Rotationsschwingungsbanden liegen im Ultrarotgebiet; das mit den heutigen Mitteln in diesem Frequenzbereich erzielbare Auflösungsvermögen reicht nicht aus, um HFS vollständig aufzulösen. Mit dem Nachweis reiner Rotations- oder auch Inversionsspektren mit den Methoden der Mikrowellentechnik konnten seit 1946 obige Überlegungen bestätigt werden. Man beobachtet eine gut auflösbare Hyperfeinstruktur, die unter Berücksichtigung des im § 11 abgeleiteten Quadrupoltermes (mit verschwindendem Einfluß der Dipolkopplung) quantitativ geklärt werden können.

Die Rotationsfrequenzen sind viel niedriger als die Frequenzen der Atomspektren (etwa bei 10^{10} Hz); damit ergibt sich eine viel kleinere natürliche Linienbreite und eine relativ viel größere HFS-Verschiebung, so daß die Quadrupolkopplungskonstante mit viel höherer Genauigkeit bestimmt werden kann. Außerdem lassen sich Übergänge vom Rotationsgrundzustand in den ersten angeregten Zustand beobachten; da der Grundzustand keine HFS-Aufspaltung zeigt, ist in diesem Falle die Multiplizität der beobachteten Rotationslinie mit der des ersten angeregten Rotationstermes identisch. Durch diese Möglichkeit wird die Auswertung der Spektren zur I- und B-Bestimmung wesentlich vereinfacht.

Für die Berechnung des Quadrupolmomentes aus der gemessenen Quadrupolkopplungskonstanten gilt dasselbe wie im Bereich der Atomspektren: Die Hauptschwierigkeit stellt eine exakte Berechnung des Feldgradienten φ_{zz} bzw. φ_{JJ} dar. Für Moleküle vom Typ eines symmetrischen Kreisels genügt es zwar — wenn es sich um eine kovalente Bindung mit überwiegendem Anteil von 1 oder 2 p-Elek-

tronen handelt –, den Feldgradienten allein auf diese Bindungselektronen zurückzuführen; doch diese Regel ist nicht verallgemeinerungsfähig.
Für viele kernphysikalische Betrachtungen genügt es, das Verhältnis von Quadrupolmomenten zweier Isotope zu kennen; dieses läßt sich mit viel größerer Genauigkeit bestimmen, da man annehmen kann, daß sich φ_{JJ} nicht ändert, wenn man in einem Molekül ein Atom durch ein anderes gleicher Kernladung ersetzt. Die Kernquadrupolmomente verhalten sich dann einfach wie die Quadrupolkopplungskonstanten. Wegen weiterer technischer und theoretischer Einzelheiten über Mikrowellenspektren sei auf die einschlägige Spezialliteratur verwiesen, z.B. [40] und [41].
Zum Schluß sei noch auf eine Methode zur Spinbestimmung aus Bandenspektren von Molekülen aus zwei gleichartigen Atomen hingewiesen. Während HFS-Multiplettstrukturen in Elektronenschwingungsbanden wegen der Vielzahl der Linien und der gegenseitigen Störungen der einzelnen Niveaus i. allg. nicht auswertbar sind, geben die Intensitäten benachbarter Linien Aufschluß über den Kernspin. Von der Statistik läßt sich die Anzahl der Kernpaare mit symmetrischer (Orthozustand) und mit antisymmetrischer Wellenfunktion (Parazustand) berechnen; es gilt

$$\frac{n_o}{n_p} = \frac{I+1}{I}. \tag{91}$$

Infolgedessen verhalten sich auch die Intensitäten der gegeneinander etwas verschobenen Bandensysteme des Ortho- und des Parazustandes wie $(I + 1) : I$. Diese Aussage ist besonders bei kleinem Kernspin günstig, da dann die Intensitätsunterschiede am größten sind. Messungen dieser Art bestätigten weitgehend in Verbindung mit Ergebnissen anderer Methoden die Regeln über die von der Massenzahl abhängige Statistik.

§ 13. Atom- und Molekülstrahlmethoden

a) Ältere Atom- und Molekularstrahlversuche

Die Schwierigkeiten, aus den spektroskopisch bestimmbaren Hyperfeinstruktur- und Quadrupolkopplungskonstanten die Kernmomente zu berechnen, führten Stern, Frisch und Estermann [42] [43] zu dem Versuch, das Stern-Gerlach-Experiment auch auf Kerndipolmomente anzuwenden. Elektronenmomente würden – da sie $\sim$ 2000mal größer als Kernmomente sind – hierbei stören; die ersten Versuche wurden daher mit H_2-Molekülen durchgeführt. Diese besitzen nur ein durch die Molekülrotation erzeugtes magnetisches Moment ($^1\Sigma$-Zustand), dem im Orthozustand (beide Kernspins sind parallel) noch das zweifache Dipolmoment des Protons überlagert ist.
Die (neutralen) Moleküle fliegen – als feiner Strahl ausgeblendet – durch ein inhomogenes Magnetfeld, dessen Feldgradient (z-Richtung) senkrecht zur Strahl-

richtung (x-Richtung) verläuft. Ist W_m die Energie der Moleküle im Magnetfeld H, so wirkt auf den Strahl die auslenkende Kraft

$$K = -\frac{\partial W_m}{\partial z} = -\frac{\partial W_m}{\partial H}\frac{\partial H}{\partial z}. \tag{92}$$

Diese Kraft und damit auch die Auslenkung des Strahles ist also dem effektiven magnetischen Moment

$$\mu_{\text{eff}} = -\frac{\partial W_m}{\partial H} \tag{93}$$

proportional. Um meßbare Auslenkungen (Größenordnung einige 10^{-2} mm) zu erhalten, müssen sehr lange Flugwege (etwa 150 cm) in stark inhomogenen Feldern (Größenordnung 80 000 Gauß/cm) zurückgelegt werden. Der Anteil des Rotationsmomentes in μ_{eff} wurde durch eine Messung mit reinem Parawasserstoff experimentell bestimmt unter der Annahme, daß das Rotationsmoment von der Kernspinorientierung unabhängig ist (es ist von derselben Größenordnung wie das Kernmoment).

Mit dieser Technik gelang es jedoch nur, die Größenordnung des Dipolmomentes von Protonen und Deuteronen (D_2-Gas) festzustellen. In der Folgezeit wurde diese Methode zwar in verschiedener Hinsicht verbessert: Durch Refokussierung und mit Hilfe von Nullmethoden gelang es, linienverbreiternde Einflüsse der Geschwindigkeitsverteilung im Molekülstrahl auszuschalten [44]; auch Atomstrahlen konnten nach Vorschlägen von Breit und Rabi [45] für derartige Untersuchungen herangezogen werden. Dabei wurde vor allem die Änderung des effektiven Momentes mit der Zunahme eines zusätzlichen äußeren Feldes als Folge einer Entkopplung ausgenutzt. Der Gewinn an Genauigkeit war jedoch sehr gering.

b) Molekülstrahlresonanzen

Ein wesentlicher Fortschritt, eine Genauigkeitssteigerung um mehrere Größenordnungen, wurde 1939 erzielt, als es Rabi und Mitarbeitern [46] gelang, den

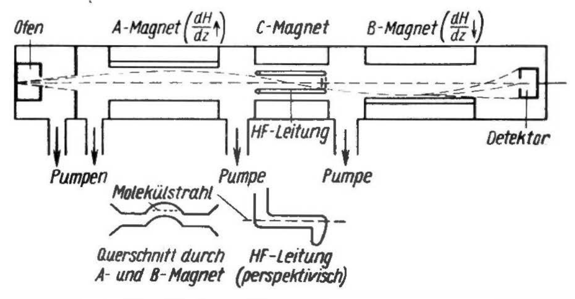


Abb. 43. Prinzip einer Molekularstrahlresonanzapparatur

Einfluß magnetischer Dipolstrahlung auf Kernmomente in Molekülstrahlen direkt nachzuweisen. Die Versuchsanordnung ist folgende (Abb. 43): Der Molekülstrahl durchläuft nacheinander zwei gleichartige inhomogene Felder (wie bei a)), deren Feldgradienten jedoch einander entgegengerichtet sind. Bei sorgfältiger

Justierung wird daher die Auslenkung jedes einzelnen Moleküls im A-Magnet unabhängig von der Geschwindigkeit durch die entgegengesetzt gerichtete im B-Magnet aufgehoben; der Detektor am Ende der Flugbahn, besonders konstruierte Pirani-Vakuummeter o. ä., registriert die volle Strahlintensität. Das gilt natürlich nur dann, wenn das effektive magnetische Moment jedes einzelnen Moleküls ungeändert bleibt.

Durch Einstrahlung eines magnetischen Wechselfeldes zwischen dem A- und B-Feld, dessen Frequenz der Differenz zweier Energieniveaus der Kernmomente entspricht, also

$$\hbar \omega_{nm} = E_n - E_m, \tag{94}$$

können aber Kernmomente umorientiert werden. Dann sind die beiden Auslenkungen nicht mehr entgegengesetzt gleich, die Strahlintensität nimmt ab.

In dieser Anordnung wird also unmittelbar die Übergangsfrequenz zwischen Kernniveaus gemessen; die Auslenkung der Moleküle im inhomogenen Feld dient nur noch zum Nachweis des Resonanzeffektes. Damit wurde der Grundstein zur Hochfrequenzspektroskopie gelegt.

Der experimentelle Aufwand ist natürlich noch beträchtlich. Die Spaltbreiten liegen bei 0,01 mm; die Gesamtlänge des Molekülstrahles beträgt bis zu 4 m; um Molekülzusammenstöße zu vermeiden, muß ein Vakuum von $\sim 10^{-7}$ Torr aufrechterhalten werden. Mit den Detektoren müssen Druckdifferenzen von etwa 10^{-3} des Kammerdruckes gemessen werden können; das läßt sich natürlich nur mit Kompensationsmanometern bewerkstelligen, welche Schwankungen des Druckes in der Apparatur ausgleichen. Diese Empfindlichkeiten erreicht man nur bei längeren Einstellzeiten; dadurch wird die Meßdauer für die Abtastung einer Resonanzkurve ziemlich groß (15 min bis 20 min); in dieser Zeit müssen alle in die Messungen eingehenden Parameter konstant gehalten werden (H, $\frac{\partial H}{\partial z}$ usw.).

Die Arbeitsweise eines Molekularstrahlspektrometers wollen wir zunächst an zwei typischen Beispielen erläutern.

1. Bestimmung des Kerndipolmomentes. Man läßt die Moleküle zwischen den beiden inhomogenen Magneten durch ein starkes homogenes Magnetfeld (C Magnet) fliegen. Da das Molekül nicht paramagnetisch sein soll, ist das äußere C-Feld groß gegenüber den Feldern von Rotationsmomenten, d.h., es findet vollkommene Entkopplung statt; wir können die Energie der Kerndipolmomente unabhängig vom Rotationsmoment des Moleküls ansetzen. Diese beträgt nach (66) und Einführung der magnetischen Quantenzahl m_I $(-I \leqq m_I \leqq +I)$

$$W_{m_I} = -\mu_I H \frac{m_I}{I}. \tag{95}$$

Wir haben also eine Folge äquidistanter Niveaus. Mit der Auswahlregel $\Delta m_I = \pm 1$ wird (94)

$$\hbar \omega_0 = \frac{\mu_I}{I} H. \tag{96}$$

Daraus folgt mit (63) die Resonanzfrequenz zu

$$\omega_0 = \gamma_I H \,. \tag{97}$$

Vom normalen Zeeman-Effekt wissen wir, daß das magnetische Wechselfeld zirkular polarisiert sein muß. Da man aber jedes linear oszillierende Feld in zwei gleich große, entgegengesetzt rotierende Komponenten zerlegen kann, genügt es, ein einfaches Wechselfeld, senkrecht zu H polarisiert, einzustrahlen. Ist (97) erfüllt, dann ändert sich durch Umbesetzung der Energieniveaus das effektive Moment des Einzelmoleküls, die Strahlintensität nimmt ab. Um maximale Intensitätsabnahme zu erzielen, muß die Amplitude des Wechselfeldes $2H_1$ noch die Bedingung

$$\pi = \gamma_I H_1 t \tag{98}$$

erfüllen, wobei t die Flugzeit des Moleküls im C-Feld ist. Wird letzteres als homogen angenommen, dann ist die Linienbreite

$$\Delta \omega_{1/2} = \frac{2\pi}{t} \,. \tag{99}$$

Aus ω_0 und H läßt sich γ_I und daraus bei bekanntem Kernspin μ_I berechnen. Abb. 44 zeigt eine typische Resonanzkurve dieser Art.
Die Genauigkeit hängt von der Linienbreite ab; diese wird nicht allein durch (99), sondern hauptsächlich durch Inhomogenitäten des C-Feldes bestimmt. Ramsey [47] konnte zeigen, daß man durch zwei getrennte HF-Felder gleicher Frequenz am Anfang und am Ende des C-Feldes die Inhomogenitäten weitgehend ausgleichen und damit die Linienbreite unter sonst gleichen Bedingungen auf $\frac{1}{40}$ bis $\frac{1}{100}$ des ursprünglichen Wertes reduzieren kann.

2. Hochfrequenzspektren von Wasserstoffmolekülen. Beim vorigen Beispiel wurden alle anderen Wechselwirkungen unberücksichtigt gelassen. Die Gesamtenergie eines zweiatomigen Moleküls (Atomabstand r) im äußeren Magnetfeld $\mathfrak{H}$ ist aber

$$\begin{aligned} W = & -\vec{\mu}_{I1}\,\mathfrak{H}\,[1-\sigma_1(\mathfrak{J})] - \vec{\mu}_{I2}\,\mathfrak{H}\,[1-\sigma_2(\mathfrak{J})] - \vec{\mu}_R\,\mathfrak{H}\,[1-\sigma_J(\mathfrak{J})] \\ & - H_1'(\vec{\mu}_{I1}\mathfrak{J}) - H_2'(\vec{\mu}_{I2}\mathfrak{J}) + \frac{1}{r^3}\left[\vec{\mu}_{I1}\vec{\mu}_{I2} - \frac{3(\vec{\mu}_{I1}\mathfrak{r})(\vec{\mu}_{I2}\mathfrak{r})}{r^2}\right] \\ & + \sum_{k=1}^{2} \frac{eQ_k\varphi_{JJk}}{4}\,\frac{2[(\mathfrak{J}_k\mathfrak{J})^2 + \frac{3}{2}\mathfrak{J}_k\mathfrak{J} - \mathfrak{J}_k^2\mathfrak{J}^2]}{I_k(2I_k-1)\,J(2J-1)} - \frac{1}{2}\,\xi_{m,J}H^2 \,. \end{aligned} \tag{100}$$

In der ersten Zeile stehen die Energien der beiden Kerndipolmomente und des Rotationsmomentes im äußeren Feld; σ_1, σ_2, σ_J sind Abschirmfaktoren; durch diese Größen wird berücksichtigt, daß das äußere Feld durch die den Kern umgebende Elektronenhülle am Kernort geschwächt wird (Diamagnetismus), sie sind bei leichten Atomen von der Größenordnung 10^{-5}. Die zweite Zeile enthält die HFS-Terme, also die Kopplung der Kerndipole an das Rotations-Moment ($\mathfrak{J}$) des Moleküls sowie die Dipol-Dipol-Wechselwirkung der beiden Kerne. In der dritten folgen die Quadrupolterme in der quantenmechanischen Schreibweise

der Gl. (77). Das letzte, i. allg. vernachlässigbare Glied gibt die Energie der Elektronenhülle wieder.

Um übersichtliche Spektren zu erhalten, wird man versuchen, mit möglichst wenig angeregten Rotationszuständen zu arbeiten. KELLOG, RABI, RAMSEY, ZACHARIAS [48] analysierten an Hand von (100) das Hochfrequenzspektrum von H_2, HD und D_2. Der „Ofen" wurde mit flüssiger Luft gekühlt; dadurch erreichte man, daß nur die untersten drei Rotationsniveaus angeregt werden. Die experimentell gefundenen Spektren sind in Abb. 45 und 46 wiedergegeben. Aus dem H_2-Spektrum läßt sich zunächst – da der Kernspin von Protonen $= \frac{1}{2}$ ist und daher keine Quadrupolmomente möglich sind – μ_R, H_1', H_2' in (100) bestimmen. Das mit den so gewonnenen Werten zu erwartende D_2-Spektrum ist in Abb. 46 am oberen Rand angegeben; die Diskrepanz gegenüber den gemessenen Werten ließ sich nur durch Annahme eines Quadrupolmomentes erklären. Auf Einzelheiten der Analyse, auf Zusammenhänge zwischen Signalamplituden und Kernstatistik können wir hier nicht eingehen.[1]) Es sei nur erwähnt, daß man das Spektrum 46 quantitativ beschreiben kann mit einem Quadrupolmoment für D von $Q = 2{,}73 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{cm}^2$ (der Feldgradient wurde von NORDSIECK [49] berechnet).

Auf der Grundlage dieser Technik ist seit 1939 eine Vielzahl

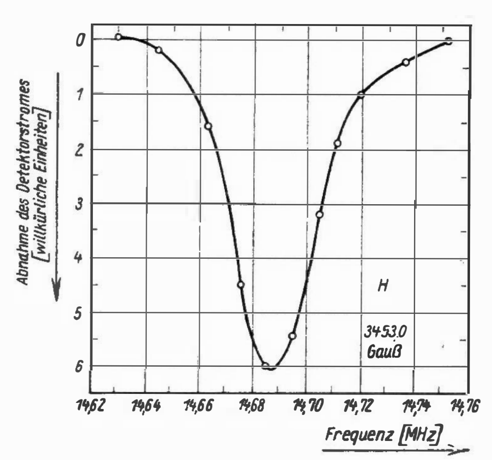


Abb. 44. Protonenresonanzkurve von KOH

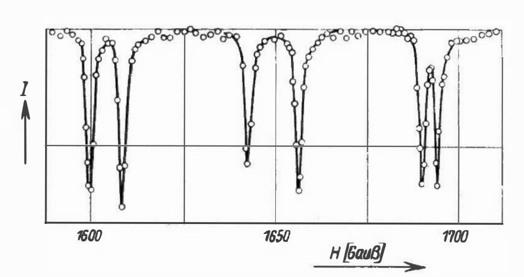


Abb. 45. Hochfrequenzspektrum H_2

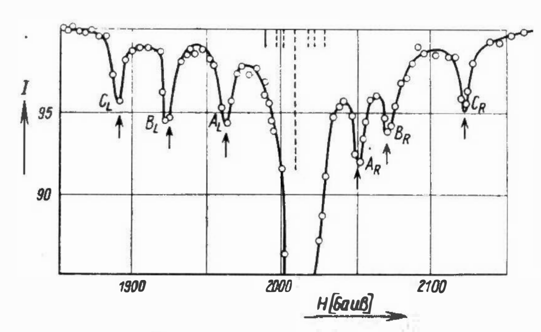


Abb. 46. Hochfrequenzspektrum D_2.
Die gestrichelten Linien am oberen Rand geben das zu erwartende HF-Spektrum ohne Quadrupolmoment an

[1]) Ausführliche Behandlung von Hochfrequenzspektren s. a. J. B. M. KELLOG, S. MILLMAN, Rev. Mod. Phys. **18**, 323, (1946).

von Kernmomenten bestimmt worden; die Methode läßt sich dabei in verschiedener Weise variieren. In Verbindung mit der Mikrowellentechnik sind neuerdings auch Spektren der elektrischen Dipolstrahlung aufgenommen worden. Man verwendet hierzu polare Moleküle; anstelle der Magnetfelder werden elektrische Felder benutzt, welche den Molekülstrahl ablenken bzw. zur Umorientierung der Momente dienen.

Hier sei nur noch etwas über das Vorzeichen der Kernmomente gesagt. Man spricht von einem positiven Dipolmoment, wenn das magnetische Moment parallel zu $\mathfrak{I}$ läuft, also wenn es so gerichtet ist, wie man es bei der durch $\mathfrak{I}$ gegebenen Rotation der positiven Kernladung erwarten würde nach klassischen Vorstellungen; sind $\mathfrak{I}$ und $\vec{\mu_I}$ antiparallel, dann ist das Kerndipolmoment negativ. Eine Entscheidung über das Vorzeichen kann man nach der Beschreibung der Kernresonanz durch klassische Bewegungsgleichungen treffen. Danach können wir den Kern als Kreisel auffassen, dessen Drehimpuls durch das von $\mathfrak{H}$ auf $\vec{\mu_I}$ ausgeübte Drehmoment geändert wird. Wir wissen, daß dadurch die Kreiselachse senkrecht zum Drehmoment ausweicht, der Kreisel präzessiert mit der Larmor-Frequenz, die durch (97) gegeben ist, um die Richtung von $\mathfrak{H}$. Der Umlaufsinn dieser Präzession hängt also von der Richtung des Drehmomentes und damit vom Vorzeichen von $\vec{\mu_I}$ ab. Experimentell läßt sich der Umlaufsinn feststellen, wenn man nicht ein linear polarisiertes Wechselfeld, sondern ein hochfrequentes Drehfeld einwirken läßt; eine Umorientierung ergibt sich dann nur, wenn der Umlaufsinn des HF-Feldes und der Larmor-Präzession übereinstimmen.

Das Quadrupolmoment ist positiv, wenn die Verteilung der positiven Ladung einem langgestreckten Rotationsellipsoid gleicht; für ein abgeplattetes Rotationsellipsoid ist es negativ. Man verifiziert diese Beziehungen leicht, wenn man Q nach (76) ausrechnet für zwei positive Ladungen, die einmal an den Polen einer Kugel, ein andermal am Äquator verschmiert sind. Die experimentelle Bestimmung des Vorzeichens erfolgt nach ähnlichen klassischen Vorstellungen wie beim Dipolmoment.

c) Bestimmung des Dipolmomentes des Neutrons

Für das Proton fand man $\mu_I = +2{,}79255\,\mu_K$ bei $I = \frac{1}{2}$, für das Deuteron $\mu_I = +0{,}85735\mu_K$ mit $I = 1$. Diese Differenz läßt sich nur deuten, wenn man auch dem Neutron einen Spin $\frac{1}{2}$ und ein magnetisches Moment zuschreibt. Letztere Annahme läßt sich zwar nach klassischen Vorstellungen nicht mehr plausibel machen, da ein ungeladenes Teilchen um sich kein Magnetfeld aufbauen kann, sie steht aber nicht in Widerspruch zum Ansatz (61) bzw. (65). Nach einem von der Problematik der Kernmomente noch unbeschwerten Bild würde man für n annehmen $\mu_I \simeq -1{,}9\,\mu_K$. Wir werden sehen, daß dieser Wert einigermaßen mit dem gefundenen übereinstimmt.

Die experimentelle Bestimmung des Neutronenmomentes kann natürlich nur an Neutronenstrahlen erfolgen. Aus verschiedenen Gründen lassen sich aber Neutronen nicht zu so schmalen Strahlen ausblenden, wie es zum Nachweis der sehr kleinen Ablenkungen im inhomogenen Magnetfeld notwendig wäre. Nach einem

Vorschlag von Bloch [50] ändert man daher das Meßprinzip etwas ab: Man verwendet polarisierte Neutronen, d. h. solche, deren Spins parallel zu einer vorgegebenen Richtung sind. Durch den Resonanzeffekt im Magnetfeld wird diese Polarisation gestört.

Als Polarisator und Analysator werden Eisenplatten benutzt, die bis zur Sättigung magnetisiert sind. Der Streuquerschnitt des einzelnen Eisenkerns ist $\sigma_k(1 \pm p)$; er setzt sich aus dem des Kernes (σ_k) und einem elektronischen Anteil ($p \simeq 0{,}2$) zusammen, der sich aus der magnetischen Wechselwirkung von Elektronenmoment und Neutronenmoment ergibt. Das $+$-Zeichen gilt, wenn beide Momente parallel, das $-$-Zeichen, wenn sie antiparallel sind. In einem Neutronenstrahl, der durch die magnetisierten Eisenplatten gegangen ist, überwiegt daher der Anteil der antiparallel polarisierten Neutronen; es gilt

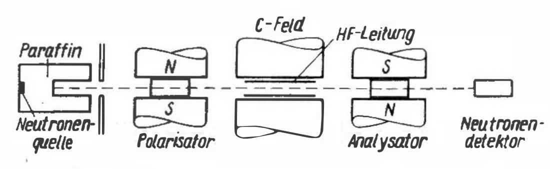


Abb. 47. Prinzip einer Neutronenresonanzapparatur

$$\frac{n_p}{n_a} \simeq 1 - 2\, n\, \sigma_k p x_1 \tag{101}$$

(n = Anzahl der Streuzentren pro cm³, x_1 = durchstrahlte Länge).

Als Analysator verwendet man eine gleichartige Anordnung; sind Polarisator und Analysator parallel magnetisiert, dann addieren sich einfach die Schichtdicken; sind beide antiparallel, dann addieren sich die Schichtdicken bezüglich der Kernstreuung; bezüglich des magnetischen Streuquerschnittes ist jedoch nur die Differenz der Schichtdicke maßgebend.

Der nach dem Analysator registrierte Neutronenstrom nimmt zu, wenn zwischen antiparallelen Eisenplatten eine Umorientierung des Neutronenspins durch Einstrahlung des Resonanzfeldes erfolgt.

Somit ergibt sich die in Abb. 47 gezeigte Anordnung. Alvarez und Bloch [51] bestimmten damit 1940 erstmalig das Neutronenmoment; weitere Versuche wurden von Bloch, Nicodemus, Staub durchgeführt. Cohen, Corngold und Ramsey [52] verbesserten die Methode, indem sie mit den von den Eisenplatten reflektierten polarisierten Neutronen arbeiteten und gleichzeitig zwei HF-Felder (zur Eliminierung von Inhomogenitäten des C-Feldes) anwandten. Damit ergab sich $\mu_I = -(1{,}913148 \pm 0{,}00006)\ \mu_K$.

§ 14. Kernmomentbestimmung an flüssigen und festen Proben

a) Grundprinzip der paramagnetischen Kernresonanzabsorption

Bei den in § 12 und § 13 behandelten Verfahren wurden die Einwirkungen äußerer Felder auf den einzelnen Kern, auf das einzelne Molekül beobachtet; wir wollen jetzt untersuchen, wie sich der Kernmagnetismus phänomenologisch an kompakter

Materie äußert. Ein Stoff habe N Kerne pro cm³ mit dem Moment $\vec{\mu}_I$; dann wird er sich wie ein paramagnetischer[1]) Körper mit der Suszeptibilität

$$\chi_I = N \cdot \frac{(\vec{\mu}_I)^2}{3\,kT} = N \frac{I(I+1)\,g_I^2 \mu_K^2}{3\,kT} \tag{102}$$

verhalten (k = Boltzmaun-Konstante, T = absolute Temperatur). Für Protonen in Wasser bei Zimmertemperatur gibt das einen Wert von der Größenordnung 10^{-10}; diese Suszeptibilität ist nicht nur wegen der absoluten Kleinheit nicht nachweisbar, dieser Anteil wird auch durch die stets vorhandene diamagnetische Suszeptibilität (Größenordnung 10^{-5} bis 10^{-6}) weit überdeckt. Man kann χ_I durch Verringerung der Temperatur natürlich noch vergrößern, doch das führt praktisch nur bei H_2 zu realisierbaren Versuchsbedingungen. Messungen dieser Art wurden von Lasarew und Schubnikow [53] bei Temperaturen zwischen 2° K und 4° K durchgeführt; dann beträgt der χ_I-Anteil an der Gesamtsuszeptibilität größenordnungsmäßig 15% bis 20% (die diamagnetische Suszeptibilität ist temperaturunabhängig); es ergab sich ein Protonenmoment zwischen 2,5 μ_K und 3 μ_K.

Bereits 1936 versuchte Gorter, den Resonanzeffekt (97) an Paraffin nachzuweisen: die Probe (Protonen) befand sich in einem Magnetfeld. Durch Einstrahlung eines Hochfrequenzfeldes, dessen Frequenz der Resonanzbedingung genügte, werden Kernspins aus den niederen in die höheren Niveaus gehoben. Diese Umklappung sollte durch die damit verbundene Temperaturerhöhung nachgewiesen werden. Der Versuch mißlang. Die Ursache lag darin, daß man noch keine rechte Vorstellung von der Wechselwirkung zwischen dem Spin-System und den übrigen Freiheitsgraden der Proben, die wir kurz unter der Bezeichnung „Gitter" zusammenfassen wollen, hatte.

Erst 1946 gelang es zwei Arbeitsgruppen um Bloch [54] und Purcell [55], diesen Resonanzeffekt an Flüssigkeiten mit rein hochfrequenztechnischen Methoden nachzuweisen. Dabei wurde von der aus der Umwandlung von Ortho- in Parawasserstoff und umgekehrt bekannten Tatsache Gebrauch gemacht, daß paramagnetische Ionen die Wechselwirkung zwischen Kernspins und Gitter erhöhen. Durch Zusatz von Fe^{+++}-Ionen stellte man rein empirisch Verhältnisse her, unter denen der Nachweis bei den benutzten Feldgrößen möglich war. Den Versuchen liegt dabei folgendes Prinzip zugrunde:

Eine Probe (etwa 1 cm³) mit den zu untersuchenden Kernen (γ_I) befindet sich im konstanten Magnetfeld H (einige k Gauß). Durch ein magnetisches Wechselfeld der Frequenz $\omega_0 = \gamma_I H$ (Größenordnung 10 bis 30 MHz)[2]), hergestellt durch eine

[1]) Eine Austauschwechselwirkung ist zwischen Kernmomenten unwahrscheinlich und ist praktisch auch noch nicht beobachtet worden; lediglich bei Thallium und Thalliumoxyd wurde von Bloembergen ein Verhalten festgestellt, das durch eine Art beginnende Austauschkopplung beschrieben werden kann.

[2]) Für Protonen ist

$$\gamma_I = (2{,}67523 \pm 0{,}00006) \cdot 10^4 \text{ sec}^{-1} \text{ Gauß}^{-1}.$$

Alle anderen gyromagnetischen Verhältnisse sind (bis auf das von H^3) kleiner.

die Probe unmittelbar umgebende Spule, werden Kernspins in die höheren Niveaus gehoben. Die dazu notwendige Energie wird dem Spulenfeld entzogen. Im Resonanzfalle wird demnach die Spule mehr Energie aufnehmen, hochfrequenztechnisch gesprochen: die Spulengüte nimmt ab. Diese Güteänderung ist ein Maß für die vom Spin-System absorbierte Leistung und kann mit entsprechend empfindlichen Methoden nachgewiesen werden.

Diese Absorption und damit die Nachweisbarkeit würden bald aufhören, wenn nicht durch andere Prozesse dafür gesorgt wird, daß die Kernspins durch „strahlungslose" Übergänge, d.h. unter Abgabe ihrer Energie an andere Freiheitsgrade, wieder in tiefere Zustände übergehen; dies bewirken vor allem die beigegebenen Fe^{+++}-Ionen, welche die Spin-Gitter-Wechselwirkung erhöhen.

Aus allgemein gültigen Beziehungen ist bekannt, daß jeder Absorptionsvorgang auch mit Dispersionserscheinungen verknüpft ist; man wird in der Nähe der Resonanzstelle also auch eine Phasenbeeinflussung des Hochfrequenzfeldes feststellen können. BLOCH beschrieb diese Erscheinungen mit den klassischen Vorstellungen der Larmor-Präzession, wonach die präzessierende Kernmagnetisierung in der umgebenden Spule einen magnetischen Wechselfluß darstellt und eine Spannung induziert; daher leitet sich der von ihm geprägte Ausdruck *Kerninduktion* ab. Der Erscheinungsbereich der Kerninduktion deckt sich aber vollkommen mit dem der *paramagnetischen Kernresonanzabsorption.*

Es sei noch erwähnt, daß derartige Untersuchungen natürlich nur an nichtparamagnetischen Stoffen möglich sind. Da in Flüssigkeiten und Festkörpern die freie Rotation der Moleküle unterbunden ist, fallen Rotationsmomente weg (vgl. (100)); es bleiben lediglich die Dipolterme $\vec{\mu}_I \mathfrak{H}$ bestehen. Die Dipol-Dipol- und die Quadrupol-Wechselwirkung verursachen eine Linienverbreiterung oder – in Kristallen – eine Linienaufspaltung.

b) Experimentelle Anordnung

Die an den Probespulen liegenden Spannungen sind in der Größenordnung von 0,1 V, die durch Kerninduktion induzierten liegen zwischen 10^{-5} V und 10^{-8} V. Derartig niedrige Wechselspannungen lassen sich in Gegenwart der relativ großen Spulenspannung nicht mehr mit stationären Verfahren messen. Man hilft sich, indem man die Meßfrequenz ω oder die Resonanzfrequenz ω_0 (durch Magnetfeldmodulation) periodisch ändert. Dadurch wird das Kernsignal der Spulenspannung periodisch aufgeprägt; durch Demodulation und anschließende (niederfrequente) Verstärkung kann man dann meßbare Signalspannungen erzeugen, die auf einem Oszillo-

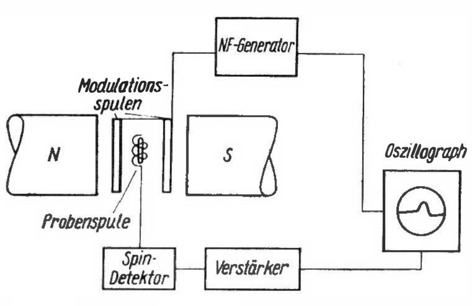


Abb. 48. Blockschaltbild einer einfachen magnetischen Kernresonanzapparatur

graphenschirm, dessen Zeitablenkung synchron mit der Feldmodulation läuft, bequem sichtbar gemacht werden können. Somit ergibt sich das Blockschaltbild Abb. 48.

Mit Spin-Detektor bezeichnen wir den Teil, in dem die Kernmagnetisierung in eine der von außen einwirkenden HF-Spannung aufmodulierte Wechselspannung umgewandelt wird. Man verwendet hierzu Brückenschaltungen oder sog. Autodyn-Detektoren. Letztere bestehen aus einer Schaltung, die einen Schwingkreis L, C zu Schwingungen der Frequenz ω anregt. In der Spule befindet sich gleichzeitig die Probesubstanz. Die Absorption macht sich in einer Bedämpfung des Schwingkreises bemerkbar, die zu einer Verringerung der Schwingamplitude führt. Durch Audiongleichrichtung (Abb. 49) wird diese Modulation abgenommen; am Ausgang tritt bereits die niederfrequente Signalspannung auf (Modulationsfrequenz etwa 20 Hz bis 150 Hz).

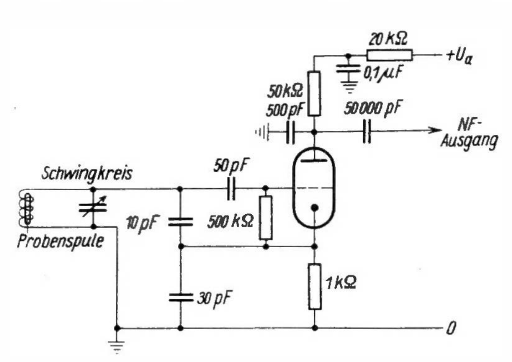


Abb. 49. Hopkins-Oszillator als Spin-Detektor (Autodyn)

Von diesem Grundschema gibt es zahlreiche Abwandlungen, die den verschiedenartigsten Anwendungen angepaßt sind; auf diese sowie auf Spin-Echo-Verfahren, bei denen nur mit kurzen HF-Impulsen gemessen wird, können wir hier nicht eingehen. Der Vorteil gegenüber Molekularstrahlresonanzen liegt auf der Hand; die experimentelle Technik ist wesentlich einfacher; die Hochvakuum-Probleme und der Nachweis von Molekülstrahlen fallen weg. Man benötigt nur ein räumlich relativ eng begrenztes homogenes Magnetfeld, außerdem ist eine kontinuierliche Abtastung der Resonanzkurve möglich; dadurch läßt sich das Auflösungsvermögen und damit die Genauigkeit der ω_0-Messung erheblich steigern.

c) Ergebnisse der Kerninduktionsmethode

Die Nachweisgrenze der Kerninduktionsmethode liegt etwa bei 10^{17} Protonen; soviel Kerne stehen aber i. allg. auch bei selteneren Elementen zur Verfügung. Mit dieser Methode lassen sich praktisch die gyromagnetischen Verhältnisse aller stabilen Kerne messen.

Auf quantitative Aussagen über Linienformen sind wir nicht eingegangen; diese lassen sich nicht ohne näheres Eingehen auf die Physik des Aggregatzustandes, auf zwischennukleare und zwischenmolekulare Wechselwirkungen, auf Relaxationsmechanismen u. ä. behandeln; diese Probleme führen aber zu weit vom eigentlichen Gebiet der Kernmomente ab.

Die schmalsten Linien treten in Flüssigkeiten auf; es sind Linienbreiten von

wenigen Hz bei Resonanzfrequenzen von 30 MHz gefunden worden. Derartige hohe Auflösungsvermögen von 10^6 bis 10^8 stellen natürlich hohe Anforderungen an Magnetfeldhomogenität und Frequenzkonstanz. Mit derartigen Spektrometern können Abschirmkonstanten in Abhängigkeit vom Molekülbau und indirekte Spin-Spin-Kopplungen (über die Elektronenhülle) gemessen werden. Dadurch lassen sich Molekülstrukturen bestimmen. Linienbreiten und -formen geben Aufschluß über Vorgänge in Flüssigkeiten und Festkörperstrukturen; die gegenseitige Lage von Protonen in Kristallen ist feststellbar usw. Die relativ einfache experimentelle Anordnung hat auch zu vielseitigen technischen Anwendungen geführt. Hiervon sei nur die Ausmessung von Magnetfeldern und die Stabilisierung von Magneten mit einer Genauigkeit, wie sie von keiner anderen Methode bisher erreicht wird, genannt.

d) Kernquadrupol-Resonanzmethode

Reine Kernquadrupolresonanzen wurden 1950 erstmalig von DEHMELT und KRÜGER [56] in diamagnetischen Kristallen gemessen. Durch Einstrahlung eines magnetischen Wechselfeldes werden Übergänge zwischen Zuständen erzeugt, welche durch die Wechselwirkung der Quadrupolmomente mit dem Gradienten des elektrischen Kristallinnenfeldes bestimmt sind (s. (77)!). Klassisch entsprechen diese Übergänge der Präzession der Quadrupolkerne um die Richtung von φ_{zz}.
Der experimentelle Aufwand entspricht weitgehend dem der Kerninduktionsmethoden; man braucht jedoch kein Magnetfeld, da das „äußere“ Feld bereits mit dem Kristall gegeben ist. Das magnetische Wechselfeld ist – wie bei BLOCH, PURCELL – senkrecht zu φ_{zz} orientiert.
Wir schreiben (77) in der Form

$$W_Q = -\frac{eQ\varphi_{zz}}{4}\,\frac{3\,m_I^2 - I(I+1)}{I(2I-1)}\,. \tag{103}$$

Terme mit $\pm m_I$ besitzen die gleiche Energie. Man beobachtet die mit magnetischer Dipolstrahlung verbundenen Übergänge $\Delta m_I = +1$. Die Abstände benachbarter Terme und damit der beobachtbaren Resonanzfrequenzen verhalten sich nach (103)

bei ganzzahligem Spin wie $1:3:5:\ldots$,

bei halbzahligem Spin wie $2:4:6:\ldots$.

Durch diese nur für rotationssymmetrische Felder streng gültigen Intervallregeln ist eine leichte Zuordnung der beobachteten Frequenzen zu den entsprechenden Spin-Übergängen möglich, so daß nach (103) die Quadrupolkopplungskonstante berechnet werden kann. Die Frequenzen, bei denen bisher Resonanzen gemessen wurden, liegen im Kurzwellen- und Ultrakurzwellenbereich, sind also meßtechnisch ebenfalls gut zugängig.
Mit dieser Methode sind bisher die genauesten Ergebnisse für B erzielt worden. Für die Berechnung von Q gelten wiederum dieselben Probleme bezüglich φ_{zz}, die wir bereits früher erwähnten.

§ 15. Indirekte Verfahren zur Bestimmung von Kerndipolmomenten

Im vorigen Paragraphen sahen wir, daß bei bekanntem Spin I das Dipolmoment durch eine Frequenzmessung und eine Feldstärkemessung bestimmt werden kann; die in Flüssigkeiten sehr geringen Linienbreiten lassen — von der Probenseite her — Auflösungsvermögen von 10^6 bis 10^8 zu.

Diese hohen Auflösungsvermögen (welche z. T. größer sind als die der optischen Spektroskopie!) sind nur dann zur Momentbestimmung ausnutzbar, wenn gewährleistet ist, daß

1. die außen angelegten Felder identisch sind mit den auf den Kern einwirkenden und

2. ω und H mit entsprechender Genauigkeit gemessen werden können.

Das erste Problem kann nur teilweise gelöst werden; man kann zwar die Feldanteile, welche durch die diamagnetische Suszeptibilität (in Abhängigkeit von der Probenform) der Probesubstanz hinzukommen, eliminieren, die Abschirmwirkung der den Kern unmittelbar umgebenden Elektronenhülle kann nur für Atome und für das Wasserstoffmolekül absolut berechnet werden. Damit bleibt von dieser Seite her eine Unsicherheit bestehen, die beim Protonmoment etwa bei $\pm 10^{-6}$, bei den anderen Kernen aber ein bis zwei Größenordnungen höher liegt.

Die in der Hochfrequenzspektroskopie verwendeten Frequenzen lassen sich mit modernen Methoden leicht auf $\pm 10^{-6}$ bis $\pm 10^{-7}$ genau messen; die Unsicherheiten der Frequenzbestimmung spielen also praktisch keine Rolle. Wesentlich ungünstiger liegen die Verhältnisse bei der Magnetfeldmessung. H läßt sich nur mit sehr großem Aufwand nach den klassischen Methoden (bewegte Spule, Feld-Waage (Cotton-Waage) oder mit Hilfe eisenfreier Elektromagnete) auf $\pm 10^{-4}$ bis $\pm 5 \cdot 10^{-5}$ genau angeben. Die Kerninduktionsmethode gibt jedoch die Möglichkeit, kurz nacheinander die Resonanzfrequenzen verschiedener Kerne im gleichen Magnetfeld miteinander zu vergleichen; man kann von vornherein eine gemischte Probe verwenden, in der die beiden miteinander zu vergleichenden Isotope gleichzeitig vorhanden sind, so daß die Messungen an derselben Stelle des Magnetfeldes (Ausschaltung von örtlichen Feldinhomogenitäten) mit derselben Spule möglich sind. Es genügt daher, den großen Aufwand zur H-Messung einmal für ein Standard-Isotop (man benutzt i. allg. Protonen) durchzuführen.

Wir wollen hier jedoch nicht auf diese technische Seite eingehen, sondern einige andere Methoden behandeln, bei denen die H-Messung durch Beobachtung eines anderen Resonanzeffektes ersetzt wird. Dadurch ergeben sich einige Vergleichsmöglichkeiten mit anderen Fundamentalkonstanten. Wir beschränken uns dabei stets auf Untersuchungen an Protonen ($I = \frac{1}{2}$).

Wir vergleichen zunächst die Larmor-Frequenz der Protonen $\omega_0 = \gamma_p H$ mit der Zyklotronfrequenz im gleichen Magnetfeld.

Mit (63), (64) und (65) schreiben wir

$$\omega_0 = g_p I_p \frac{e}{m_p c} H = \frac{\mu_p}{\mu_K} \frac{e}{m_p c} H. \tag{104}$$

$\frac{\mu_p}{\mu_K}$ ist das Protonenmoment in Kernmagnetonen gemessen.
Die Zyklotronfrequenz ist

$$\omega_c = \frac{e}{m_p c} H. \tag{105}$$

Der Vergleich beider Frequenzen im gleichen Feld H gibt

$$\frac{\mu_p}{\mu_K} = \frac{\omega_0}{\omega_c}, \tag{106}$$

also das (in Einheiten μ_K gemessen) Protonenmoment als Verhältnis zweier Frequenzen.
Bei der Messung der Zyklotronfrequenz sind einige Gesichtspunkte zu beachten, die dem normalen Zyklotron, das Teilchen hoher Energie erzeugen soll, fremd sind. Die Genauigkeit wird zunehmen, je mehr Bahnumläufe das Proton macht; d.h., die an den beiden D liegende Beschleunigungsspannung ist möglichst klein zu halten. Die dadurch verhältnismäßig lange Bahn setzt sehr niedrigen Gasdruck ($\simeq 10^{-6}$ Torr) voraus. Weiterhin wird man eine nach außen hin abnehmende Feldstärke, die üblicherweise zur Bahnstabilisierung dient, vermeiden. Messungen dieser Art wurden von Sommer, Thomas, Hipple [57] und Collington, Dellis, Sanders, Turberfield [58] durchgeführt. Bloch und Jeffries [59] benutzten ein umgekehrtes Zyklotron: Die beschleunigten Protonen wurden tangential in das Zyklotron eingeschossen; auf den im Innern befindlichen Auffänger gelangen nur Teilchen, die bei jedem Übertritt in die benachbarten Elektroden verzögert werden. Dieses Verzögerungszyklotron ist auch dann wirksam, wenn die D's mit einem ungeradzahligen Vielfachen von ω_c betrieben werden.
Mit diesen Methoden erhielt man

$$\frac{\mu_n}{\mu_K} = 2{,}79276 \pm 0{,}00003. \tag{107}$$

Vergleicht man die Larmor-Frequenz mit der Zyklotron-Frequenz von Elektronen ω_e, so ergibt die Rechnung

$$\frac{\omega_0}{\omega_e} = \frac{\mu_p}{\mu_K} \frac{m}{m_p} = \frac{\mu_p}{\mu_B}, \tag{108}$$

also das Kernmoment in Einheiten des Bohrschen Magnetons.
Bei 3300 Gauß liegt $\frac{\omega_0}{2\pi} = \nu_0$ etwa bei 14 MHz, $\frac{\omega_e}{2\pi} = \nu_e$ etwa bei 9630 MHz. Gardner und Purcell [60] erhielten

$$\frac{\mu_p}{\mu_B} = (1{,}52101 \pm 0{,}00002) \cdot 10^{-3}. \tag{109}$$

Es ist offensichtlich, daß der Vergleich von ω_e und ω_c, wie er praktisch nur über das Protonenmoment möglich ist, nach (108) das Verhältnis von Elektronenmasse zu Protonenmasse durch reine Frequenzmessungen ergibt.

Weiterhin folgt aus den Fundamentalbeziehungen

$$\frac{\gamma_p}{\frac{\mu_p}{\mu_B}} = \frac{e}{mc} \tag{110}$$

und

$$\frac{\gamma_p}{\frac{\mu_p}{\mu_K}} = \frac{e}{m_p c}. \tag{111}$$

Damit erhält man die spezifischen Ladungen des Elektrons und des Protons und daraus mit dem Atomgewicht des Protons M_p das Faraday

$$F = \frac{\gamma_p M_p}{\frac{\mu_p}{\mu_k}}. \tag{112}$$

Hierfür folgt z.B. aus hochfrequenzspektroskopischen Messungen

$$F = (9652{,}16 \pm 0{,}25)\,\frac{\text{el.-magn. Ladungseinh.}}{\text{Mol}},$$

also ein Wert, der mit dem coulombmetrisch bestimmten (VINAL, BATES) $F = 9652 \pm 0{,}13$ sehr gut übereinstimmt.
Diese Tatsache, daß Kernmomentmessungen heute auch bei der Bestimmung der Fundamentalkonstanten berücksichtigt werden müssen, ist kennzeichnend für die Fortschritte, die in den letzten 11 Jahren erzielt wurden.[1])

Zusammenfassung. Das Ergebnis dieses Abschnittes kann folgendermaßen zusammengefaßt werden: Kernspins lassen sich eindeutig aus der Multiplizität der HFS-Terme bestimmen; diese können im optischen oder – mit größerer Genauigkeit – im Mikrowellengebiet untersucht werden. Für zweiatomige, homonukleare Moleküle geben weiterhin die Intensitätsverhältnisse entsprechender Linien von Elektronenbandenspektren (besonders bei kleinem Spin) Auskunft.
Magnetische Kerndipolmomente werden am genauesten mit hochfrequenzspektroskopischen Methoden bestimmt. Dabei werden Übergänge zwischen den Niveaus der Kernmomente in einem äußeren Magnetfeld beobachtet, die durch Einwirkung einer magnetischen Dipolstrahlung induziert werden.
Elektrische Kernquadrupolmomente können nur in ihrer Wechselwirkung mit molekularen oder kristallinen Feldgradienten untersucht werden. Dabei läßt sich mit hochfrequenzspektroskopischen Verfahren zunächst die Quadrupolkopplungskonstante sehr genau bestimmen; die Berechnung der Feldgradienten und damit auch der Quadrupolmomente selbst bringt größere Unsicherheit mit sich.

[1]) Ausführliche Darstellung dieser Zusammenhänge siehe E. R. COHEN, J. W. M. DUMOND, T. W. LAYTON, J. S. ROLLETT, Rev. Mod. Phys. 27, 363, (1955).

B. NACHWEIS VON ENERGIEREICHER STRAHLUNG

V. Beobachtung von Ionisationsströmen

§ 16. Der Ionisationsstrom

a) Mechanismus des Ionisationsstromes

Bereits in der Einführung wurde darauf hingewiesen, daß eine der auffälligsten Erscheinungen radioaktiver Strahlungen die von ihnen hervorgerufene Ionisation ist, auf die sich fast alle Strahlungswirkungen zurückführen lassen. Durch die Ionisierung entsteht in Gasen, die im natürlichen Zustand fast vollkommene Isolatoren gegenüber kleinen elektrischen Feldern sind, eine Leitfähigkeit. Der stationäre, durch elektrische Felder in der Zeiteinheit bewirkte Transport sehr vieler in dem Gas abgeschlossener Kammern gleichzeitig gebildeter Ionenpaare heißt *Ionisationsstrom;* seine Messung lieferte historisch die erste exakte Methode zur Bestimmung von Strahlungsintensitäten. Wegen des für heutige Verhältnisse bescheidenen technischen Aufwands haben Messungen des Ionisationsstromes ihre Bedeutung behalten und werden insbesondere zu relativen Aktivitätsmessungen und zu Dosismessungen verwendet.

Der Mechanismus, durch den Ionen gebildet werden, ist zwar für die einzelnen Strahlenarten entsprechend ihrer spezifischen Wechselwirkung mit der Materie sehr verschieden, das Endergebnis der Prozesse ist aber immer eine Elektronenabspaltung von neutralen Atomen oder Molekülen. Für die folgenden Betrachtungen genügt es also, davon auszugehen, daß im Kammergas nach Ablauf gewisser, im einzelnen ab § 18 betrachteter Prozesse positive Atom- oder Molekülionen und Elektronen vorhanden sind. Außer in Gasen ganz geringer Elektronenaffinität, z. B. in hochgereinigten Edelgasen oder in extrem reinem Stickstoff, lagern sich die abgespaltenen Elektronen sehr schnell (je nach Gasart und Druck nach 10^{-6} bis 10^{-3} sec) an neutrale Teilchen an und bilden negative Atom- oder Molekülionen. Aber auch diese neuen Gebilde haben — ebenso wie die primär gebildeten positiven Ionen — nur eine sehr kurze Lebensdauer. Die normalen Ionen, mit denen man es eigentlich zu tun hat, nämlich im üblichen Fall luftgefüllter Kammern, sind komplexer Natur und entstehen wiederum durch weitere Anlagerung der eben genannten Molekülionen an neutrale Moleküle; sie werden in der Literatur als *Molionen* oder *Clusterionen* bezeichnet. Um die Vorgänge be-

schreiben zu können, die sich anschließend an die Bildung der eben gekennzeichneten normalen Ionen abspielen — insbesondere bei Vorhandensein eines elektrischen Feldes —, müssen noch einige charakteristische Begriffe und wichtige Ionenkonstanten genannt werden.

Unter der *Ionisation* versteht man die Anzahl n der in der Volumeneinheit vorhandenen Ionenpaare. Fernerhin bezeichnet man mit *Ionisierungsstärke* oder *Ionisierungsdichte* q die Zahl der in der Zeit- und Volumeneinheit erzeugten Ionenpaare; der Wert von q hängt stark von der Art der Strahlung und von der Natur des Gases ab. Die Ionisierungsstärke ist bei demselben Gas der Dichte und bei derselben Strahlung deren Intensität proportional; sie ist daher ein wichtiges Maß für die Strahlenintensität. Nach dem Aufhören der Bestrahlung verschwindet die Ionisation in kurzer Zeit, teils weil entgegengesetzt geladene Ionen sich vereinigen und neutralisieren, teils weil Ionen nach den Wänden der Kammer diffundieren und dort ihre Ladung abgeben.

Die Abnahme der Ionisation in der Zeiteinheit durch Wiedervereinigung ist proportional dem Quadrat der Ionisation, d.h.,

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2; \tag{113}$$

α ist der sog. *Wiedervereinigungskoeffizient;* er hat für normale Ionen bei 15°C und 760 Torr etwa den Wert $1{,}5 \cdot 10^{-6}\ \text{cm}^3\,\text{sec}^{-1}$. Die Gleichung (113) gilt nur näherungsweise. Besonders bei der Ionisierung durch α-Teilchen ist der scheinbare Wert von α abhängig von der Ionisierungsstärke und der experimentellen Anordnung, was darauf zurückzuführen ist, daß die räumliche Verteilung der Ionen in diesem Fall nicht gleichmäßig ist; die Ionen hüllen in Form eines engen Schlauches die Bahn der Teilchen ein (*Säulen-* oder *Kolonnenionisation*). Sind fernerhin im Gase neben n Ionen noch N Adsorptionskerne vorhanden, so verschwinden weitere normale Ionen; es entstehen durch Anlagerung an die Kerne die sog. *Langevin-Ionen*, nämlich riesige, auch in elektrischen Feldern praktisch unbewegliche Gebilde. In diesem Fall gilt für die Abnahme der Zahl der normalen Ionen die Gleichung

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 - \beta n N = -(\alpha n + \beta N)\, n = -\gamma n. \tag{114}$$

Falls n klein, N dagegen groß ist, kann das erste Glied in der Klammer gegen das zweite vernachlässigt werden, und man erhält γ als Konstante.

Die zeitliche Änderung der Ionisation durch Diffusion wird durch das zweite Ficksche Gesetz, nämlich die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \operatorname{div} \operatorname{grad} n,$$

beschrieben. D ist der *Diffusionskoeffizient* in $\text{cm}^2\,\text{sec}^{-1}$.

Bei Vorhandensein eines elektrischen Feldes kommt es zu einer Drift der Ionen in Richtung des Feldes, die sich ihrer unregelmäßigen thermischen Bewegung überlagert. Die mittlere Geschwindigkeit w dieser Ionenwanderung ist für normale Ionen der Feldstärke E proportional, d.h.,

$$w = u E.$$

Man nennt u, die im Felde von 1 V cm^{-1} sich ergebende Geschwindigkeit, die *Beweglichkeit der Ionen*. Diese Größe hängt von der Natur des Gases ab und ist in einem sehr großen Bereich (von 10^{-4} bis 60 Atm) umgekehrt proportional dem Druck. Für die oben definierten normalen Ionen ergeben sich in Luft von 760 Torr und 15° C für u^+ und u^- die Werte 1,4 und 1,8 cm^2 V^{-1} sec^{-1}. Der Diffusionskoeffizient D hängt mit der Beweglichkeit durch die sich aus der kinetischen Gastheorie ergebende Beziehung

$$D = u\,\frac{kT}{e}$$

zusammen (k = Boltzmann-Konstante, T = absolute Temperatur und e = Elementarladung). Für normale Ionen in Luft von 760 Torr und 15° C haben die Diffusionskoeffizienten D^+ und D^- die Werte 0,030 und 0,043 cm^2 sec^{-1}.
Mit Hilfe der hier definierten Begriffe läßt sich die *spezifische Leitfähigkeit* eines ionisierten Gases darstellen als

$$L = n\,e\,(u^+ + u^-)\,. \tag{115}$$

Die tatsächlich resultierende Ionisation n ergibt sich im stationären Zustand bei Vorhandensein eines elektrischen Feldes als Gleichgewicht zwischen der Ionenerzeugung, die durch die Ionisierungsstärke q beschrieben wird, und den Verlusten an Ionen infolge von Wiedervereinigung, Diffusion, Adsorption sowie der Wanderung der Ionen im Felde, die zu ihrer Ausscheidung an den Elektroden der Kammer führt.
Unter vereinfachenden Annahmen läßt sich die Abhängigkeit der Stärke des Ionisationsstromes von der Kammerspannung $i = f(U)$ leicht ableiten, nämlich wenn die Diffusion und auch die durch die Wanderung der Ionen im Felde bedingte Ungleichförmigkeit der Ionenverteilung und die dadurch bewirkte Feldverzerrung vernachlässigt werden. Außerdem soll die Wiedervereinigung durch Gleichung (113) beschrieben werden.
Die Vernachlässigung der Diffusion ist in erster Näherung berechtigt, wie sich leicht zeigen läßt. Aus der kinetischen Gastheorie folgt nämlich für den mittleren Streuweg der Ionen in der Zeit t infolge von Diffusion

$$s_D = \sqrt{2\,D\,t}\,.$$

Der in der Feldrichtung zurückgelegte mittlere Weg der Ionen beträgt

$$s_F = w\,t\,.$$

Daraus ergibt sich das Verhältnis der mittleren Verschiebungen während der gleichen Zeit t

$$\frac{s_D}{s_F} = \sqrt{\frac{2\,D}{w\,s_F}}\,.$$

Legt man z.B. eine Verschiebung in der Feldrichtung $s_F = 1$ cm bei der Feldstärke von 5 V cm^{-1} unter Normalbedingungen zugrunde, so ergibt sich, daß durch Diffusion in der gleichen Zeit eine Streuung von

$$s_D \sim \sqrt{\frac{8 \cdot 10^{-2}}{1{,}6 \cdot 5}} \sim 0{,}1 \text{ cm}$$

bewirkt wird; der infolge von Diffusion zurückgelegte mittlere Streuweg ist also bereits bei mäßigen Feldstärken um eine Größenordnung kleiner als der in der gleichen Zeit im Feld beschriebene Driftweg.

Die Zugrundelegung der Formel (113) für die Wiedervereinigung ist streng-genommen nur bei gleichmäßiger Volumenionisierung berechtigt, wie sie bei der Ionisierung durch Röntgenstrahlen oder Gammastrahlen vorliegt; ferner müssen Adsorptionserscheinungen ausgeschaltet sein, d.h., das Kammergas muß frei von Staub und Aerosolen sein.[1])

Unter den geschilderten Einschränkungen ergibt sich zunächst für die spezifische Leitfähigkeit bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes ein Maximalwert L_0, bei dem ein Gleichgewicht zwischen erzeugten und wiedervereinigten Ionen besteht. Aus

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n_0^2 = 0$$

ergibt sich

$$n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}},$$

woraus folgt

$$L_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}\, e\,(u^+ + u^-)\,. \tag{116}$$

Bei Vorliegen eines elektrischen Feldes stellt sich wiederum ein Gleichgewicht ein, nämlich derart, daß im stationären Zustand die Ionenerzeugung einerseits und die Wiedervereinigung von Ionen und ihre Ausscheidung an den Elektroden andererseits sich kompensieren. Beträgt die *Stromstärke* i, so gilt jetzt

$$qe\,V = \alpha n^2 e\,V + i\,,$$

wobei V das Volumen des Ionisationsraumes bezeichnet. Man erhält also für die Stromstärke

$$i = V e q \left(1 - \frac{\alpha}{q}\, n^2\right).$$

Da sich aus (115) und (116)

$$\sqrt{\frac{\alpha}{q}}\, n = \frac{L}{L_0}$$

---

[1]) Die theoretische Ableitung der Funktion $i = f(U)$ unter Berücksichtigung der durch die Wanderung der Ionen bedingten Feldstörung ist sehr kompliziert (vgl. G. Mie, Ann. d. Phys. (4) **13**, 857 (1904) und R. Seeliger, ebenda **33**, 319 [1910]). Der Einfluß der Diffusion wie auch der durch die Kolonnenionisation bewirkten anfänglichen Wiedervereinigung wurde berechnet von G. Jaffé, ebenda **42**, 303 (1913) und Phys. Zs. **15**, 353 (1914). Der Einfluß der Adsorption wurde behandelt von E. Schweidler, Wiener Ber. **133**, 23 (1924) und von W. Schlenk, ebenda **133**, 28 (1924). Eine moderne Darstellung unter Berücksichtigung aller hier vernachlässigten Effekte findet man bei Rossi und Staub, Ionisation Chambers and Counters, New York 1949.

ergibt, erhält man für

$$i = Veq\left(1 - \frac{L^2}{L_0^2}\right)$$

oder

$$i = S\left(1 - \frac{L^2}{L_0^2}\right). \tag{117}$$

Dabei bezeichnet $S = Veq$ den sog. *Sättigungsstrom*, d.h. den Maximalwert, den die Stromstärke erreichen kann, wenn alle erzeugten Ionen an die Elektroden geführt werden, ohne daß welche durch Wiedervereinigung verschwinden. Aus (117) folgt

$$\frac{L}{L_0} = \sqrt{1 - \frac{i}{S}}.$$

Da die Spannung U, die für einen Strom i erforderlich ist, definiert ist durch

$$U = \frac{i\,d}{L F},$$

wobei d der Abstand zwischen den Elektroden und F die Fläche der Strombahn bedeuten, erhält man

$$U = \frac{i}{L_0\sqrt{1 - \frac{i}{S}}}\,\frac{d}{F}. \tag{118}$$

als *Beziehung zwischen Spannung und Stromstärke*. Für Werte von i, die klein sind im Vergleich zu S, ist der Verlauf dieser Funktion nahezu linear, so daß also die

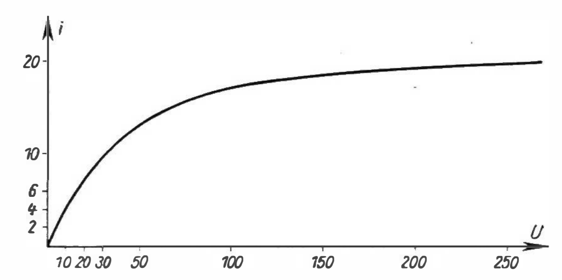


Abb. 50. Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Kammerspannung U (i und U in willkürlichen Einheiten)

Stromstärke proportional der Spannung ist. Für größere Werte von i wächst der Strom langsamer als die Spannung an und erreicht schließlich asymptotisch den Grenzwert des Sättigungsstromes, der ein Maß der Ionisierungsstärke ist. Die Verhältnisse werden durch die Abb. 50 schematisch erläutert; in dieser wurden für eine Reihe von Werten i die zugehörigen Werte von $\dfrac{i}{\sqrt{1 - \frac{i}{S}}}$ für den willkürlich angenommenen Wert $S = 20$ berechnet und

$$U = k\,\frac{i}{\sqrt{1 - \frac{i}{S}}}$$

in willkürlichen Einheiten als Abszisse gegen die zugehörigen Werte von i aufgetragen. Da sich (118) umformen läßt zu

$$U = \frac{d}{F} \frac{S}{L_0} \frac{\frac{i}{S}}{\sqrt{1 - \frac{i}{S}}},$$

ergibt sich für einen vorgegebenen Grad der Sättigung $\frac{i}{S}$ das zugehörige

$$U^* = k' \frac{d}{F} \frac{S}{L_0} = k' \frac{d}{F} \frac{V e q}{e(u^+ + u^-)\sqrt{\frac{q}{\alpha}}}$$

$$= k' d^2 \frac{\sqrt{q \alpha}}{u^+ + u^-}.$$

Die für einen definierten Grad der Sättigung erforderliche *Spannung* U^* ist also proportional der Wurzel aus der Ionisierungsstärke q, umgekehrt proportional der Ionenbeweglichkeit u und proportional dem Quadrat der Lineardimensionen, d.h. des Elektrodenabstands d. Bei einer gegebenen Strahlungsintensität nimmt die Sättigungsspannung stark mit dem Gasdruck ab. Das liegt daran, daß die Ionisierungsstärke dem Druck proportional, die Beweglichkeit aber dem Gasdruck umgekehrt proportional ist.

Die hier abgeleiteten Beziehungen gelten wegen der vorgenommenen Vernachlässigungen natürlich nur angenähert, sie zeigen aber das allgemeine, unter gegebenen experimentellen Bedingungen zu erwartende Verhalten; insbesondere erlauben sie eine Überschlagsrechnung über die zur praktischen Sättigung erforderlichen Spannungen sowie eine Extrapolation auf Sättigung, sofern nicht vollständig gesättigter Strom gemessen wurde. Es muß noch einmal darauf hingewiesen werden, daß bei der Ionisation durch schwere geladene Teilchen die erforderlichen Sättigungsspannungen sehr viel höher liegen als bei gleichmäßiger Volumenionisierung. Es gibt eine gar nicht so hohe Grenze für die Stärke von alphastrahlenden Präparaten, oberhalb deren Sättigung nicht mehr zu erreichen ist, weil bei den dazu nötigen Feldern bereits Stoßionisation eintritt.[1]) Im Notfall – sofern man nicht zu weit von der Sättigung entfernt ist – kann man auf Sättigung extrapolieren, indem man den Quotienten $\frac{i}{U}$ als Funktion von i aufträgt und den Kurvenzug bis zum Wert $\frac{i}{U} = 0$ verlängert.

b) Ionisationskammern

Ionisationsströme werden in sog. Ionisationskammern gemessen, und zwar mit Methoden, die im Prinzip für alle Strahlungsarten gleich sind. Der Bau der Kammer hängt in gewisser Weise von den Eigenschaften der ionisierenden Strahlung

[1]) Ausführliche Tabellen für die prozentuale Sättigung in Abhängigkeit von der Kammerspannung und von der Größe des Sättigungsstromes für Plattenkammern bei Polonium-α-Strahlen vgl. H. Fonovits, Wiener Ber. **128**, 761 (1919).

ab, deren Intensität gemessen werden soll. Allen Typen ist jedoch gemeinsam, daß sie aus einem scheibenförmigen, zylindrischen oder halbkugelförmigen leitenden (meist metallischen) Gehäuse A bestehen, das eine Innenelektrode E enthält, die hochisoliert gegen die sie umgebende Kammer ist (*Platten-*, *Zylinder-* und *Halbkugelkammer*, s. die schematischen Abb. 51, 52 und 53). Diese Formen

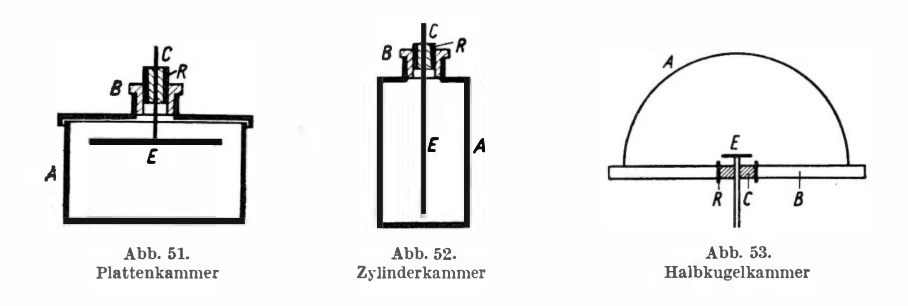


Abb. 51. Plattenkammer

Abb. 52. Zylinderkammer

Abb. 53. Halbkugelkammer

ergeben sich zwangsläufig, weil sie die einzigen sind, bei denen sich ein Minimum an „toten Winkeln", d.h. Stellen sehr geringer Feldstärke, ergibt; solche Stellen führen natürlich zu Sättigungsdefiziten. Der Isolator, der die Elektrode trägt, besteht außer bei einfachsten Kammern aus einem inneren Teil C und einem äußeren Teil B, die voneinander durch einen Schutzring R getrennt sind. Es ist die Aufgabe dieses Ringes, der je nach der Meßmethode entweder geerdet wird oder ein definiertes Potential erhält, eine Spannungsbelastung des die zentrale Elektrode tragenden Isolators zu vermeiden, um Kriechströme über seine Oberfläche zu verhindern.[1]) Der innere eigentliche Isolator muß höchstisolierend sein, während die Qualität des äußeren nicht kritisch ist.

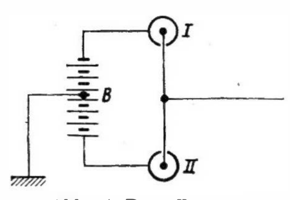


Abb. 54. Doppelkammer in Kompensationsschaltung

In allen Ionisationskammern gibt es einen sog. *Nulleffekt*, der sich dem Ionisationseffekt der zu messenden Strahlung überlagert und der in Abwesenheit der aktiven Substanzen gesondert bestimmt und vom Gesamteffekt abgezogen werden muß. Dieser Störeffekt wird bewirkt durch die kosmische Strahlung, durch die natürlich radioaktive Verseuchung in der Umgebung der Kammer (d.h. durch Strahlung aus den Zimmerwänden, aus der Luft, aus dem Erdboden) und besonders durch die Verseuchung des Materials, aus dem die Kammerwand besteht; bei fehlendem Schutzring kommen noch die Kriechströme längs der Oberfläche des Isolators hinzu. Der durch die Kammerwand bewirkte Effekt ist

[1]) Bei bescheidenen Ansprüchen kann der Schutzring R fortbleiben; im Fall sehr kleiner Kammern (Kondensatorkammern), wie sie zur Messung der persönlichen Dosis verwandt werden, muß er sogar aus technischen Gründen wegen der winzigen Dimensionen des Isolators unterbleiben (s. Bd. III). In diesen Fällen ist übrigens die Meßmethode zwangsläufig vorgeschrieben, die sog. Entlademethode (vgl. § 17).

gravierend schon bei Vorhandensein sehr geringer Spuren von alphastrahlenden Verunreinigungen.[1])

Für den Nachweis sehr schwacher Strahlungsintensitäten ist es sehr erwünscht, den Nulleffekt zu eliminieren; zu diesem Zweck verwendet man zwei identische Kammern (*Doppelkammer*), die man so schaltet, daß die Nulleffekte beider sich kompensieren, und bestrahlt nur eine der beiden Kammern (Abb. 54). In diesem Fall kann man die einfachste der Meßmethoden, die Entlademethode, nicht verwenden (vgl. § 17).

Geeignete gute Isolatoren sind besonders hochglanzpolierter Preßbernstein, Trolitul oder auch Teflon.[2])

Da die α-Teilchen extrem absorbierbar sind, bringt man alphastrahlende Präparate in das Innere einer Kammer, die zweckmäßig vom Typ der Platten- oder Halbkugelkammer ist und im übrigen nur solche Dimensionen aufzuweisen braucht, daß die kurze Reichweite der Teilchen in Luft voll ausgenutzt wird, d.h. daß diese vollständig im Gas der Kammer absorbiert werden.[3]) Falls der Ionisationsstrom der Präparatstärke proportional sein soll, muß die Schichtdicke des aktiven Präparats „unendlich dünn", d.h. sehr klein gegen die Reichweite der Teilchen in der Substanz, sein.

Bei der Messung betastrahlender Substanzen läßt man die Strahlung durch ein dünnes Aluminiumfenster von außen in die Kammer eintreten. Da die β-Teilchen sehr viel größere Reichweiten in Luft als die α-Teilchen haben (z.B. beträgt die praktische Reichweite eines β-Teilchens von 0,4 MeV etwa 1 m in Luft von Normalbedingungen), so wird nur ein Teil der Teilchen eines β-Spektrums im Kammergas absorbiert; der Ionisationsstrom hängt deshalb in schwer zu übersehender Weise von der Form der Kammer und ihrem Bau und von der Art des Spektrums und seiner Grenzenergie ab. Deshalb sind bei betastrahlenden Präparaten überhaupt nur Relativmessungen zwischen Präparaten gleicher Radioelemente möglich.

Bei Gammastrahlmessungen liegen die Verhältnisse insofern kompliziert, als diese Strahlung nicht direkt, sondern durch die von ihr gebildeten Sekundärelektronen ionisiert. Diese werden im wesentlichen durch drei Prozesse aus Materie ausgelöst, nämlich durch den Photoeffekt, den Compton-Effekt und den Paarbildungseffekt; die Häufigkeit der drei Prozesse hängt in komplizierter Weise von der Ordnungszahl des Materials der Kammerwand und von der Energie der Quanten ab (vgl. § 18). In leidlicher Näherung ist die Gesamtabsorption der Strahlung bis zu mittleren Ordnungszahlen der Kammerwand und bei mittleren

---

[1]) Blei z. B. pflegt immer RaD zu enthalten; ein einziges α-Teilchen seines Nachfolgeelementes Polonium bewirkt eine Gesamtionisation von etwa $2{,}4 \cdot 10^{-14}$ Coulomb. Kupfer hingegen ist normalerweise besonders frei von radioaktiven Verunreinigungen.

[2]) Die letztgenannte Substanz ist wasserabstoßend und damit ihre Oberflächenleitfähigkeit sehr klein und unabhängig vom Feuchtigkeitszustand der Luft.

[3]) Natürlich darf man ein solches Präparat nicht direkt auf den Boden oder den Träger in der Kammer legen, sondern muß eine leitende, leicht auswechselbare Metallfolie unterlegen, um Verseuchung zu vermeiden.

Energien dichteproportional, woraus folgt, daß der weitaus größte Teil der Ionen in einer Kammer aus der Wandung herrührt und nicht im Gasraum erzeugt wird. Aus Intensitätsgründen macht man die Wand der Kammer so dick, wie der Reichweite der Sekundärelektronen im Material entspricht, d. h. z. B. etwa 5 mm bei Blei für die Gammastrahlung des Radiums. Das hat auch noch den Vorteil, daß eventuell von der Quelle ausgehende primäre Betastrahlung weggefiltert wird. Im Prinzip kann man für eine Relativmessung jede beliebige Kammerform verwenden, sofern nur die Wände aus 5 mm Blei oder einer äquivalenten Dicke eines anderen Metalles bestehen, doch haben sich zwei bestimmte Typen von Kammerformen als besonders zweckmäßig erwiesen.

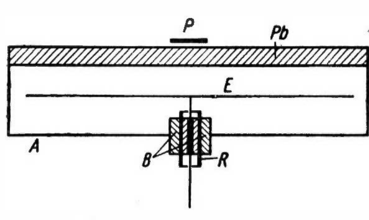


Abb. 55. Curie-Kammer

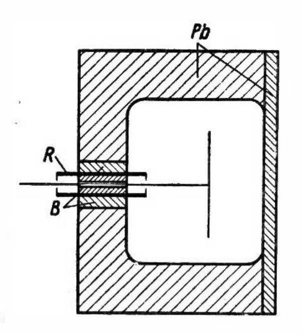


Abb. 56. Liegende Bleikammer

Die eine – die *Curie-Kammer* – besteht aus einer scheibenförmigen Kammer geringer Tiefe und großen Durchmessers, deren Innenelektrode eine Platte und deren Oberseite mit 1 cm Blei bedeckt ist (Abb. 55). Die zu vergleichenden Präparate legt man direkt auf das Blei, wobei die Größe des Ionisationsstromes sich nicht ändert, wenn seitliche Verschiebungen aus der Mitte heraus vorgenommen werden, wegen der starken Absorption der schräg durch die Platte laufenden Randstrahlen. Vertikale Verschiebungen dagegen wirken stark; für Präparate mit verschieden dimensionierten Einschlußgefäßen empfehlen sich deshalb solche Kammern nicht. Vorteilhaft sind sie wegen der außerordentlich bequemen Präparatlagerung.

Die andere Art Kammer, die *Liegende Bleikammer* (Abb. 56), besteht aus einem liegenden Bleizylinder, dessen Wandstärke 2 cm beträgt mit Ausnahme der Frontplatte, die dem Präparat zugewandt ist und nur 5 mm Dicke aufweist. Der Vorteil dieses Kammertyps ist, daß durch die dicke Kammerwand die Streustrahlung aus der Umgebung stark reduziert wird. Bei großem Meßabstand des Präparats ist außerdem der Strahlengang nahezu parallel, was die erforderlichen Korrektionsrechnungen hinsichtlich der Eigenabsorption der γ-Strahlung in der Substanz und in der Präparathülle vereinfacht.[1]) Fernerhin spielen bei großen Meßabständen Unterschiede in der Form und in den Dimensionen der Präparate keine Rolle.

Bei dem Nachweis schneller Neutronen ist zu bedenken, daß sie überhaupt nicht ionisieren. Nur bei Stößen gegen leichte Kerne, besonders Wasserstoff, übertragen

[1]) Näheres über die Durchführung der Korrektionsrechnungen bei C. F. WEISS, Radioaktive Standardpräparate, Berlin 1956, S. 55ff.

sie Energie auf die Stoßpartner, die dann ihrerseits Ionen bilden. Man überzieht also die Innenwand einer Kammer mit einer dünnen, leitend gemachten Schicht aus Paraffin; die aus dieser ausgelösten Wasserstoffkerne ionisieren wie schnelle Protonen. Entsprechend weist man Neutronen von thermischer Geschwindigkeit nach, indem man die Innenwand mit einer Substanz überzieht, aus der durch einen Umwandlungsprozeß schwere ionisierende Teilchen von hoher Energie ausgelöst werden, z. B. mit Bor (in diesem Fall ionisieren die bei der Reaktion gebildeten α- und Li^7-Teilchen) oder mit Uran (hier ionisieren die Spaltprodukte).

Die Stärke der in den beschriebenen Kammern sich ergebenden Ionisationsströme muß nun so eingeregelt werden, daß man in einem bequem zu handhabenden Spannungsbereich praktische Sättigung hat. Das läuft auf eine Begrenzung der Präparatstärke bzw. bei gammastrahlenden Quellen eventuell auch auf einen Minimalabstand von der Kammer hinaus. Erfahrungsgemäß darf nun in Luft von Normalbedingungen bei Kammerspannungen der Größenordnung 500 V die Stromstärke je nach Kammerform und Art der Ionisierung einen Betrag von 10^{-12} bis 10^{-11} A nicht überschreiten, wobei der niedrige Wert sich auf Kolonnen- und der höhere auf Volumenionisation bezieht. Es lassen sich natürlich auch höhere Stromstärken messen, zumal, wie oben gezeigt, die Sättigungsspannung nur mit der Wurzel aus der Ionisierungsstärke ansteigt; man kommt aber dann in Spannungsbereiche, bei denen die Konstanthaltung der Spannung technisch schwierig wird, und bei weiterer Steigerung schließlich in solche, bei denen Stoßionisation eintritt und der oben dargestellte Mechanismus des Ionisationsstromes — d.h. die bloße Sammlung der Ionen — nicht mehr möglich ist. Die Grenze dürfte im Falle der Kolonnenionisation bei etwa 10^{-9} A liegen, wofür eine Sättigungsspannung von der Größenordnung $500 \cdot \sqrt{1000} \sim 15\,000$ V erforderlich ist. Um Ströme der genannten Größen zu messen, ist man auf elektrometrische Methoden angewiesen.

§ 17. Messung des Ionisationsstromes

a) Die Meßmethoden

α) Unter den elektrometrischen Methoden zur Messung von Ionisationsströmen ist die einfachste die sog. *Entlademethode.* Bei dieser wird das Gehäuse geerdet und die zentrale Innenelektrode, die mit einem Elektrometer verbunden ist, auf die für Sättigung erforderliche Spannung kurz durch eine besondere Kontakteinrichtung aufgeladen. Anschließend wird der durch den Ionisationsstrom bewirkte Ladungs- bzw. Spannungsabfall am Elektrometer beobachtet. Man verwendet ein kle nes Meßintervall der Elektrometerskala; auch am Ende dieses Intervalls muß die Spannung noch so hoch sein, daß sich kein Sättigungsdefizit ergibt. Die Stromstärke ist umgekehrt proportional der Zeitdauer t des Abfalls über den gewählten Skalenbereich, d. h., als Relativmaß der Stromstärke verwendet man z. B. die Zahl der pro Minute abgelaufenen Skalenteile. Falls ein Schutzring vorhanden ist, erteilt man ihm ein konstantes Potential, das

ständig an ihm aufrechterhalten bleibt während der Messung und das man so einzustellen hat, daß es der Spannung für die Mitte des Meßintervalls entspricht.

Den Nulleffekt bestimmt man durch den Ablauf längs einer in der Mitte des Meßintervalls gelegenen kleinen Teilintervalles, um Zeit zu sparen. In der einfachen Form ohne Schutzring besteht der große Vorteil der Methode darin, daß sie keine konstante Spannungsquelle erfordert. Bei Vorhandensein eines Schutzringes geht allerdings dieser Vorteil wieder verloren, denn gerade die am Ring liegende Spannung muß sehr konstant gehalten werden, um störende Influenzierungen auf die Sammelelektrode zu vermeiden. Ein weiterer Vorteil der Methode besteht darin, daß man sehr einfache Elektrometer (Blatt- oder Fadenelektrometer ohne Hilfsspannung, s. S. 116ff.) verwenden kann, für die nur nötig ist, daß sie geringe Kapazität besitzen. Man kann mit der Entlademethode übrigens den Ionisationsstrom auch absolut messen; dazu ist nur erforderlich, daß das Elektrometer auf Spannung geeicht ist (was elementar einfach ist) und daß man einen Kondensator genau bekannter Kapazität C besitzt, den man dem Elektrometer parallelschalten kann. Beträgt die Ablaufzeit für den Skalenbereich, dem die Spannungsdifferenz $U_1 - U_2$ entspricht, ohne den Kondensator t und mit dem Kondensator t', dann ist

$$I = C\,\frac{U_1 - U_2}{t' - t}\,.$$

Im günstigsten Fall kann man mit der Entlademethode Ströme bis herab zu 10^{-14} A messen.

β) Die sog. *Auflademethode* ist empfindlicher als die Entlademethode. In diesem Fall legt man an das gegen Erde isolierte Gehäuse die notwendige Sättigungsspannung fest an. Die Innenelektrode wird zum Beginn der Messung mit dem bis zu diesem Zeitpunkt geerdet gewesenen Elektrometer verbunden. Der Schutzring, der bei dieser Methode unbedingt erforderlich ist, wird geerdet. Durch den auf die Sammelelektrode getriebenen Ionisationsstrom wird das Elektrometer auf die Spannung U aufgeladen. Auch hier ist eine absolute Strommessung möglich, entweder – sofern die Elektrometerkapazität C_E bekannt und über den Meßbereich konstant ist – gemäß

$$I = C_E\,\frac{U}{t}$$

(t = Meßzeit) oder – wie im Fall der Entlademethode – durch Parallelschalten eines Kondensators bekannter Kapazität. Man kann auch die Ladungsempfindlichkeit direkt – in Skalenteilen pro Coulomb – ermitteln mit Hilfe eines fest im Elektrometer eingebauten Influenzierungskondensators.[1])

γ) Für genaueste Messungen verwendet man eine der *Kompensationsmethoden;* bei diesen geht die Kapazität bzw. die Ladungsempfindlichkeit des Elektrometers – das nur als Nullinstrument dient – in die Messungen nicht ein. Die älteste

[1]) Einzelheiten über die Bestimmung der Ladungsempfindlichkeit wie auch solche über alle elektrometrischen Meßmethoden vgl. KOHLRAUSCH, Praktische Physik, Bd. II, Leipzig 1955, S. 123.

und bekannteste dieser Methoden rührt von TOWNSEND her. Bei dieser wird wie bei der vorhin besprochenen einfachen Auflademethode und auch bei allen anderen Kompensationsmethoden an das Kammergehäuse eine sehr konstante Spannung gelegt. Die Innenelektrode (vgl. Abb. 57) ist mit dem Elektrometersystem und gleichzeitig mit der Belegung I eines sehr gut isolierenden Kondensators bekannter Kapazität C (Normalkondensator) verbunden. Die Belegung II führt zu einem Potentiometerkontakt K. Sobald der Erdungsschlüssel E geöffnet wird, strömt Ladung aus der Ionisationskammer auf das Elektrometer. Durch langsames Verschieben des Potentiometerkontaktes influenziert man eine elektrische Ladung entgegengesetzten Vorzeichens auf I; man muß die Verschiebung so einrichten, daß die Anzeige des Elektrometers ständig auf Null verweist. Wenn in der Kompensationszeit t Sekunden die Spannung an II von U_1 auf U_2 steigt, dann ist die Stromstärke des Ionisationsstromes

$$I = C\frac{(U_2 - U_1)}{t}\,.^{1)}$$

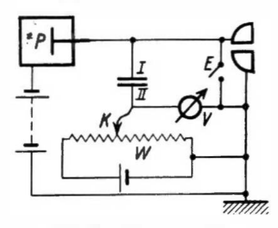


Abb. 57. Kompensation durch Influenzierung

Es gibt noch weitere Methoden der Kompensierung, von denen hier nur die durch einen entgegengesetzt gerichteten Ionisationsstrom und die durch Piezoladungen bewirkte genannt seien. Bei der ersteren verwendet man eine zweite Kammer, deren Aufladespannung entgegengesetztes Vorzeichen hat, wie die Spannung an der Ionisationskammer und deren Innenelektrode fest mit der der Ionisationskammer und dem Elektrometersystem verbunden ist; die Bodenplatte dieser Kompensationskammer ist mit einer halbkreisförmigen Schicht von Uranoxyd bedeckt. Durch die aus dieser Schicht austretenden α-Teilchen wird ein konstanter Ionisationsstrom bewirkt, der der Fläche der Substanz proportional ist. Dicht über der aktiven Schicht befindet sich eine halbkreisförmige, drehbare und geerdete Blende, die in der Nullstellung das Uranoxyd völlig bedeckt und es nach Drehung um 180° völlig freigibt. Durch diese Blende kann der Kompensationsstrom so eingeregelt werden, daß er dem zu messenden Strom gleicht; dann bleibt das Elektrometer in der Nullstellung. Natürlich muß der Kompensationsstrom zuvor in Abhängigkeit von der Blendenstellung einmal genau bestimmt worden sein. Dann hat man eine sehr bequeme Meßmethode für Messungen des Ionisationsstromes; sie wird in der Röntgendosimetrie viel benutzt. Man kann auf die Kalibrierung des Kompensationsstromes auch verzichten, wenn man die bei jeder Blendenstellung freigegebene Fläche des Uranoxyds kennt; dann berechnet sich dieser mit Hilfe der experimentell gefundenen Tatsache, daß der von 1 cm² U_3O_8 in dicker Schicht bewirkte Strom $5{,}78 \cdot 10^{-13}$ A beträgt. Bei der Kompensation durch Piezoladungen verwendet man einen sog. Piezoquarz, der einer ständig wachsenden Belastung ausgesetzt wird. Dabei entwickelt sich auf der

[1]) Über eine zweckmäßige Modifikation der Townsend-Methode vgl. G. BRUNNER, Zs. angew. Phys. **10**, 98 (1958)

einen (versilberten) Seitenfläche eines passend geschnittenen lamellenförmigen Kristalls eine dem Zug proportionale Ladung, wenn die andere, ebenfalls versilberte Seitenfläche geerdet ist. Die Methode ist absolut bei Kenntnis des erwähnten Proportionalitätsfaktors, der sog. piezoelektrischen Konstanten, und im übrigen einfach, obwohl das langsam regulierende Auflegen von Gewichtsstücken zur Erzeugung einer ständig wachsenden Belastung besondere manuelle Geschicklichkeit erfordert.

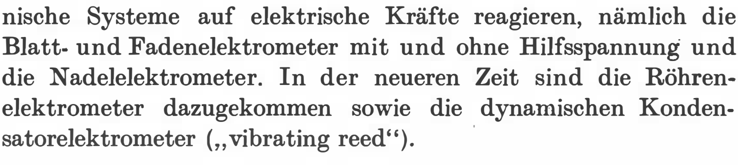
δ) Eine gleichfalls viel verwendete Methode ist die der Messung des durch den Ionisationsstrom längs eines hochohmigen Widerstands bewirkten *Spannungsabfalls.* Zu diesem Zweck verbindet man bei konstant aufgeladenem Gehäuse die Innenelektrode mit dem Elektrometersystem und einem hohen Widerstand, dessen anderes Ende geerdet ist. Bei fließendem Strom entsteht längs des Widerstands der Spannungsabfall

$$\Delta U = I R,$$

was zur Folge hat, daß sich das Elektrometer auf eine konstante und dem Ionisationsstrom proportionale Spannung einstellt. Man braucht allerdings bei dieser Methode sehr konstante Hochohmwiderstände; das technisch erreichbare Maximum liegt etwa bei 10^{12} Ohm.

b) Elektrometer

Seit Anfang des Jahrhunderts ist eine große Mannigfaltigkeit von verschiedensten Typen von Elektrometern entwickelt worden, in denen bewegliche mecha-



nische Systeme auf elektrische Kräfte reagieren, nämlich die Blatt- und Fadenelektrometer mit und ohne Hilfsspannung und die Nadelelektrometer. In der neueren Zeit sind die Röhrenelektrometer dazugekommen sowie die dynamischen Kondensatorelektrometer („vibrating reed").

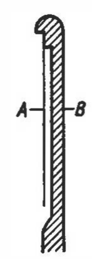


Abb. 58. Schnitt durch einen Goldblatt-Träger

α) Die einfachsten Elektrometer sind *Blatt-* und *Fadenelektrometer ohne Hilfsspannung.* Diese haben zwar keine besonders hohe Spannungsempfindlichkeit, aber wegen ihrer sehr kleinen Kapazität doch eine recht hohe Ladungsempfindlichkeit, etwa von der Größenordnung 1 Skalenteil pro 10^{-11} Coulomb. Sie werden auch heute noch wegen ihrer Einfachheit verwendet, vor allem bei Messungen nach der Entlademethode; mit ihnen sind Präzisionsmessungen durchaus möglich.

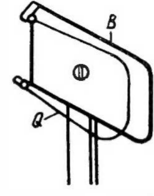


Abb. 59. Einfaches Schlingenelektrometer nach Fränz

Das gilt auch für das einfachste aller Elektrometer überhaupt, das Goldblattelektrometer, das man selbst leicht anfertigen kann und das sogar noch in vielen offiziellen Staatslaboratorien verwendet wird. Es besteht aus einem etwa 3 mm breiten Streifen aus Goldfolie A von 0,2 bis 0,3 μ Dicke, der an einen hochglanzpolierten, halbzylindrischen Messingträger B angeklebt wird (vgl. Abb. 58). An dem Ende des Blattes wird ein

kurzes Stück eines Wollastonfadens befestigt.[1]) Man betrachtet die Bewegung dieses Fadens mit einem Ablesefernrohr mit Okularskala.

Anstelle des Goldblatts verwendet FRÄNZ in einer modernen Modifikation eine U-förmige metallisierte Quarzschlinge Q (Abb. 59), die an zwei abgebogenen Nasen an einem Blech B befestigt ist, und deren Scheitel durch das Ablesemikroskop betrachtet wird.

Vielfach benutzt wird das Quarzfadeninstrument von LAURITSEN, das aus einem L-förmigen Draht besteht, der in einem Isolator befestigt ist, und an dessem kurzen Schenkel ein metallisierter Quarzfaden von 3 μ Dicke und 6 mm Länge befestigt ist (vgl. Abb. 60). Die Kapazität beträgt nur etwa 0,2 pF.[2])

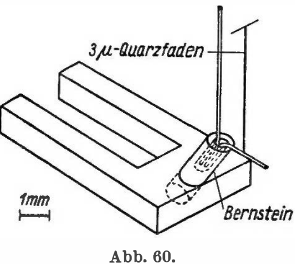


Abb. 60.
Elektrometer nach Lauritsen

Ein gleichfalls viel verwendetes Instrument ist das sog. Zweifadenelektrometer (von WULF), bei dem das in einem Gehäuse isoliert aufgehängte System aus zwei metallisierten Quarzfäden besteht, die am oberen und unteren Ende miteinander verbunden sind; das letztere ist an einem elastischen Quarzbügel befestigt, der die Fäden leicht spannt. Bei Aufladung spreizen sie sich voneinander ab; der Abstand der Fäden wird mit einem Ablesemikroskop gemessen. Die Spannungsempfindlichkeit ist — außer bei kleinen Spannungen — vom Ausschlag unabhängig.

β) Von den vielen *Fadenelektrometern mit Hilfsspannung* sei nur das Einfadenelektrometer von WULF erwähnt (Abb. 61). Der Faden F von 1 bis 2 μ Dicke ist isoliert gegen das Gehäuse zwischen den ebenfalls isolierten Schneiden S_1 und S_2 ausgespannt, wobei die Fadenspannung mit Hilfe der Mikrometerschraube C und der Schneidenabstand durch die Mikrometerschrauben T_1 und T_2 reguliert werden kann. Zwischen den Schneiden liegt die konstante Potentialdifferenz einer Batterie, deren Mitte ebenso wie das Gehäuse geerdet ist. Bei Aufladung des Fadens bewegt sich dieser auf die entgegengesetzt geladene Schneide zu, wobei sich die Empfindlichkeit durch Erhöhung der Schneidenspannung sowie durch Verminderung der elastischen Fadenspannung und des Schneidenabstands erhöhen läßt. Man kann bei vorsichtiger, allmählicher Einjustierung Ladungsempfindlichkeiten bis zu 200 Skalenteilen pro 10^{-11} Coulomb erreichen.

γ) Die vielen Typen von *Nadelelektrometern* gehen im Grunde alle auf die älteste Form, das *Quadrantelektrometer*, zurück. Sie haben alle hohe Genauigkeit, hohe

---

[1]) Über die Technik der Herstellung siehe C. F. WEISS, Radioaktive Standardpräparate, Berlin 1956, S. 49, oder H. FRÄNZ, Elektrostatische Messungen, in KOHLRAUSCH, Praktische Physik, Bd. II, Stuttgart 1956, S. 6.

[2]) Es sind Verfahren entwickelt worden, bei denen die Metallisierung der Quarzfäden, die sich schädlich hinsichtlich der elastischen Eigenschaften auswirkt, ersetzt wird durch einen sehr dünnen Überzug aus SnO_2, der durch thermische Zersetzung von Zinn-(II)-chlorid auf dem erhitzten Faden entsteht.

Ladungsempfindlichkeit und eine über einen weiten Bereich lineare Skala. Sie sind aber in ihrer Aufstellung recht empfindlich und erfordern eine sorgfältige Justierung, weswegen sie allmählich außer Gebrauch gekommen sind. Es genügt hier, nur eine neuere Variante des Quadrantelektrometers — das *Lindemann-Elektrometer* — zu besprechen, das eine robuste Weiterentwicklung darstellt. Aus den ursprünglichen schachtelförmigen Quadranten sind hier 4 Platten P mit eingefrästen Stufen geworden (Abb. 62). In der Ebene dieser Stufen dreht sich die „Nadel" N, die hier zu einem metallisierten Quarzfaden degeneriert ist und rechtwinklig an einem 5 μ dicken Torsionsfaden T aus Quarz befestigt wird. Die Platten werden über Kreuz mit den Polen einer Batterie verbunden, deren Mitte geerdet ist. Die Nadel wird mit der Innenelektrode der Ionisationskammer verbunden und ihre Bewegung mikroskopisch betrachtet.

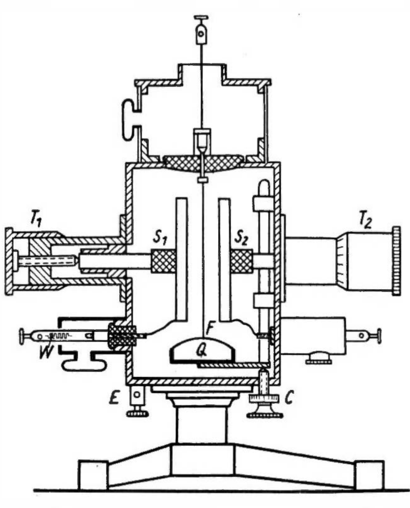


Abb. 61. Einfadenelektrometer nach Wulf

δ) Das *Elektrometer nach* Le Caine *und* Waghorn *(vibrating reed)* beruht darauf (Abb. 63), daß die durch den zu messenden Ionisationsstrom längs des Widerstandes R bewirkte Spannungsdifferenz gegen Erde der massiven Platte E eines

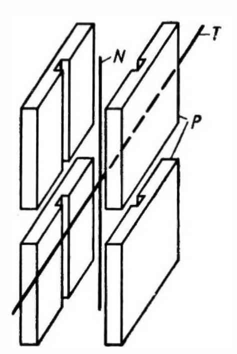


Abb. 62. Schema des Lindemann-Elektrometers

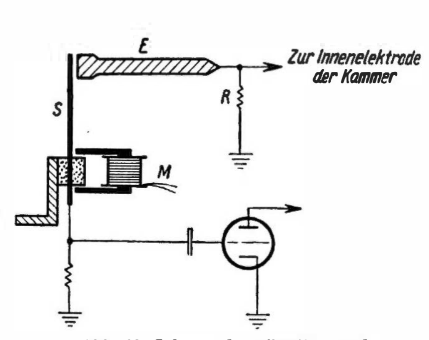


Abb. 63. Schema des vibrating reed

Luftkondensators zugeführt wird. Die zungenförmige Gegenplatte S dieses Kondensators ist an ihrem anderen Ende isoliert befestigt und wird mit Hilfe des Elektromagneten M in Schwingungen versetzt. Die Dimensionen des schwingenden Stabes werden so gewählt, daß die Frequenz seiner natürlichen Schwingung mit der des Wechselstroms übereinstimmt, der dem Magneten zugeführt wird. Durch die Schwingung entsteht auf dem Stab eine Wechselspannung, deren

Amplitude der konstanten Spannung an E proportional ist und die durch einen gewöhnlichen Widerstandsverstärker verstärkt wird; nach der Gleichrichtung kann man mit einem Gleichstrominstrument bescheidener Empfindlichkeit einen dem Ionisationsstrom proportionalen Gleichstrom messen. Der große Vorteil dieses neuartigen Elektrometers besteht darin, daß man durch abgestimmte Siebglieder alle Frequenzen, außer der zu verstärkenden, abfiltern kann; damit erhält man einen sehr niedrigen Störpegel, was wiederum erlaubt, eine sehr hohe Empfindlichkeit zu erreichen.

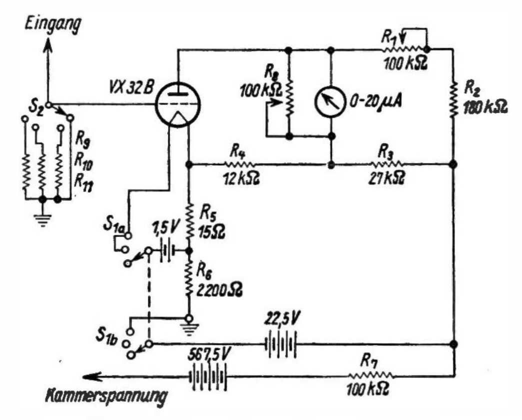


Abb. 64. Prinzipschaltung eines einfachen Röhrenelektrometers nach Glass

ε) Die Entwicklung von sog. *Elektrometerröhren*, d. h. Elektronenröhren mit besonders niedrigem Gitterstrom und hoher Isolation des Steuergitters, hat die direkte Verstärkung des von dem Ionisationsstrom längs eines hohen Widerstands bewirkten Spannungsabfalls möglich gemacht. Die Röhrenelektrometer können bei dem Stand der heutigen Röhrenentwicklung mit den empfindlichsten mechanischen Elektrometern konkurrieren. Die Abb. 64 zeigt das Schema eines einfachen Elektrometers mit einer Röhre, in Form einer Brückenschaltung. Die Hauptschwierigkeit solcher Kreise ist, genügende Stabilität zu erreichen; es treten nämlich langsame Gänge auf. Die unangenehmste Drift ist die durch Änderungen in der Röhre selbst bewirkte; es gibt Röhren, die viele Stunden lang nach dem Einschalten noch keine Konstanz aufweisen. Eine zweite Driftursache liegt in einer möglichen kontinuierlichen kleinen Spannungsabnahme mancher Batterien, selbst bei geringster Belastung, und in Temperaturgängen der Spannung. In der angegebenen Schaltung ist diese Störungsquelle ziemlich auskompensiert. Eine weitere Drift macht sich bemerkbar, wenn die Anodenspannung angelegt wird, bevor die Röhre warm ist. Um das zu vermeiden, wird in dem angegebenen Kreis ein besonderer Stufenschalter S_1 verwendet, der beim Einschalten einige Sekunden in der Mittelstellung zu belassen ist. Die vierte mögliche Driftursache sind eventuelle Temperaturgänge des Hochohmwiderstandes. Die letzte mögliche Ursache einer Instabilität ist die Lichtempfindlichkeit der Röhre, die man deshalb vor Licht abschirmen muß. In der angegebenen Schaltung dient der Schalter S_2 zum wahlweisen Einschalten der drei Gitterableitwiderstände R_9 bis R_{11} und zur direkten Verbindung des Gitters mit der Erde. In dieser letztgenannten Stellung kompensiert man mit Hilfe des Regelwiderstandes R_1 den Brückenstrom, den das Mikroamperemeter anzeigt, zu Null. Der Regelwiderstand R_8 dient dazu, das Meßinstrument zuerst unempfindlich zu machen und dann empfindlich. Nach bewirkter Kompensation und nach Aufhören der Drift

schaltet man S_2 auf einen der Gitterableitwiderstände, wobei man genügend lange warten muß, bis sich der neue Gleichgewichtswert der Gitterspannung eingestellt hat. Es ist eine große Reihe verbesserter Röhrenelektrometer-Schaltungen angegeben worden, mit dem Ziel, bessere Stabilität zu erhalten. Den besten Erfolg hat man mit Doppelröhren erreicht, die einen Heizfaden und ein Raumladungsgitter, aber zwei Steuergitter und zwei Anoden enthalten; hier kann man die Schwankungen der Elektronenemission (Driftursache 1) vollständig auskompensieren. Das Arbeiten mit Röhrenelektrometern erfordert bei Strömen unter 10^{-13} A einige Vorsichtsmaßregeln wie das Entfernen von Feuchtigkeitshäuten auf der Glasfläche und die Trocknung der Luft in dem Kasten, der das Rohr umgibt. Ferner muß man das Elektrometerrohr, da äußere elektrische und magnetische Felder sehr stören, in ein gut abgeschirmtes und außerdem luftdichtes Kästchen setzen, das man bei extrem kleinen Strömen sogar zu evakuieren hat. Die Evakuierung verhindert zusätzliche Ionisationsströme infolge von durchdringenden Strahlen. Die Gitterzuführung muß kurz sein, unter möglichster Vermeidung von Isolatoren. Falls die Gitterzuleitung durch die Abschirmung hindurchgeführt werden muß, ist Quarz zu verwenden, eventuell mit Schutzring.

VI. Nachweis von Einzelteilchen

1. Wechselwirkung der Strahlung mit der Materie

Treffen elektromagnetische Schwingungen oder Elementarteilchen auf Materie, so treten sie mit ihr in Wechselwirkung. Der Grad dieser gegenseitigen Beeinflussung hängt einerseits von der Energie der Kernstrahlung, von Masse und Ladung der Teilchen, andererseits von den Eigenschaften der betreffenden Materie ab. Da häufig — wie wir sehen werden — in verschiedenen Energiebereichen auch verschiedene Elementarprozesse wirksam sind oder überwiegend die Wechselwirkung bestimmen, ist oftmals die Angabe einer einzigen charakterisierenden Größe oder funktionellen Abhängigkeit nicht möglich. Eine Übersicht über das Gesamtverhalten der Materie gegenüber einer bestimmten Strahlung in weiten Energiebereichen kann in solchen Fällen nur durch graphische Darstellungen gewonnen werden. — In den folgenden Ausführungen werden Absorptionsprozesse, die zu Kernreaktionen führen, nicht berücksichtigt, da diese in Bd. II ausführlich behandelt werden. Auch die Neutronenphysik ist in Bd. II enthalten.

§ 18. Die Absorption von γ-Strahlen

Beim Durchgang eines parallelen Bündels von Quanten durch Materie wird jedes einzelne Quant durch einen einzigen Elementarakt aus dem Primärbündel entfernt, d.h. *absorbiert;* die Wahrscheinlichkeit dafür ist für jedes Quant an jeder

Stelle der absorbierenden Materie gleich groß. Für das Absorptionsgesetz ist somit ein exponentieller Verlauf zu erwarten, der die Angabe einer maximalen Reichweite der Quanten in der Materie ausschließt.
Ist I die Intensität der Strahlung, etwa gemessen als Zahl der Quanten, die pro sec senkrecht auf eine Absorberfolie der Dicke dx auffallen, so ergibt sich

$$dI = -\mu I dx$$

für die pro sec aus dem Bündel durch Wechselwirkungsakte entfernte Zahl von Quanten dI. Der als Proportionalitätsgröße auftretende Faktor μ (Dimension cm^{-1}) heißt der lineare Absorptionskoeffizient. Integration der Gleichung ergibt das bekannte *Absorptionsgesetz*

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{119}$$

(I_0 = Primärintensität). Der in der experimentellen Praxis häufig angewandte *Massenabsorptionskoeffizient* ist durch

$$\mu' = \frac{\mu}{\varrho},$$

wobei ϱ die Dichte der Materie in g/cm^3 ist, mit der Dimension cm^2/g definiert. Er ist vom chemischen und physikalischen Zustand der Materie unabhängig. Für eine Substanz komplizierter Zusammensetzung läßt er sich durch

$$\mu' = \sum_n \left(p \frac{\mu}{\varrho}\right)_n$$

berechnen. Hierbei ist p_n der relative Gewichtsanteil der n-ten Komponente.
Untersucht man den individuellen Elementarakt, so benutzt man zur Charakterisierung auch den Begriff des *Wirkungsquerschnitts* σ. Wie in der Einführung (s. S. 18) erläutert, gelten die verständlichen Beziehungen

$$\sigma N^+ = \mu = \varrho \mu';$$

dabei ist N^+ die Zahl der Wirkungszentren für den betrachteten Elementarprozeß pro cm^3 der Materie. Bezieht er sich auf die Zahl N der Atome pro cm^3, so ist

$$N^+ = N = \frac{L}{A} \varrho$$

(L = Loschmidtsche Zahl). Gilt der Wirkungsquerschnitt dagegen z.B. für ein Elektron, dann wird

$$N^+ = NZ = L\varrho \frac{Z}{A}.$$

Die bei der Absorption von γ-Strahlen wirksamen Elementarprozesse sind der Photoeffekt, der Compton-Effekt und die Paarbildung.

a) Der Photoeffekt

Die Gesamtenergie des Quants, $h\nu$, wird dem in der Hülle des Atoms gebundenen Elektron übertragen, das mit einer kinetischen Energie $E = h\nu - h\nu_K$, wenn es sich um ein Elektron der K-Schale handelt, das Atom verläßt. Das dadurch entstandene Ion füllt den freien Platz in der Elektronenschale unter Emission seiner

charakteristischen Röntgenstrahlung wieder auf. Grundsätzlich können Elektronen aus allen Schalen durch den Photoeffekt befreit werden. Da aber ein freies Elektron aus Gründen der Erhaltung des Impulses kein Photon absorbieren kann, ist ein dritter Partner, in diesem Fall der Atomkern, notwendig. Man muß also folgern, daß die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts um so größer ist, je fester das Elektron gebunden ist, d.h., für γ-Energien, die größer als die Bindungsenergien der K- und L-Schale sind, spielt der Photoeffekt in äußeren Elektronenschalen praktisch keine Rolle. Diese qualitative Annahme wird bei genauer Durchrechnung und experimentell in vollem Umfang bestätigt. Dabei ist die dem Kern mitgeteilte Rückstoßenergie gegenüber der Primärenergie des γ-Quants bzw. der kinetischen Energie des Photoelektrons zu vernachlässigen.
Heitler fand für den *Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts* für $h\nu \gg h\nu_K$

$$\sigma_{Ph} = \frac{4 \cdot \sqrt{2}}{137^4} \sigma_0 \frac{Z^5}{a^{7/2}} \,[\mathrm{cm}^2]. \qquad (120)$$

Dabei ist $a = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$, und $\frac{1}{137}$ steht hier und in folgenden Formeln für die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137{,}03}$.
Für γ-Energien $h\nu \gg m_0 c^2$ folgt aus der Theorie von Sauter

$$\sigma_{Ph} = \frac{1{,}5}{137^4} \sigma_0 \frac{Z^5}{a} \,[\mathrm{cm}^2]. \qquad (121)$$

$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 = 6{,}651 \cdot 10^{-25}$ cm² ist der Streuquerschnitt eines Elektrons für γ-Quanten kleiner Energien im Falle der klassischen Streuung nach Thomson.
Die Formeln (120) und (121) zeigen deutlich die starke Abhängigkeit des Photoeffekts von der Ordnungszahl und seinen mit wachsender γ-Energie geringer werdenden Einfluß. Man muß ihn somit besonders beim Durchgang von γ-Quanten minderer Energie durch Absorber mit hohem Z beachten. Diese Folgerungen wurden experimentell mit guter Genauigkeit bestätigt.
Für den durch Photoeffekt verursachten linearen Absorptionskoeffizienten ergibt sich

$$\mu_{Ph} = N \sigma_{Ph}. \qquad (122)$$

Die Einführung des Massenabsorptionskofiefzienten bringt keinerlei Vorteile, da ja σ_{Ph} nicht linear von Z abhängt (s. a. S. 123).

b) Der Streuprozeß nach Compton

Der Compton-Effekt läßt sich theoretisch äußerst zufriedenstellend in allen Einzelheiten darstellen, wenn die Größe der γ-Quanten-Energie es zuläßt, das in der Atomhülle gebundene, streuende Elektron als „frei" zu betrachten; es soll also gelten $h\nu \gg h\nu_K$.
Während beim klassischen Streuprozeß nach Thomson für Quantenenergien, die kleiner als die Bindungsenergien der Elektronen sind, nur eine Richtungsänderung, aber kein Energieverlust des Quants eintritt, überträgt das γ-Quant beim

Streuprozeß nach COMPTON Energie an das streuende Elektron. Nach dem Energiesatz folgt dafür

$$E_{\mathrm{El}} = h\nu - h\nu',$$

wobei $h\nu'$ die Energie des gestreuten Quants bedeutet.
Der Streuprozeß nach RAMAN nimmt eine Zwischenstellung ein: Die Energieänderung des Photons führt hier nicht zur Ionisation, sondern nur zur Anregung des Atoms.
Aus der unter Anwendung von Energie- und Impulssatz gewonnenen Beziehung

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + a(1 - \cos\vartheta)} \tag{123}$$

(ϑ = Streuwinkel des Quants) folgt, daß für Streuwinkel zwischen $\vartheta = 90°$ und $\vartheta = 180°$ die maximal auftretende Schwankung in der Energie der gestreuten γ-Quanten nur

$$\Delta(h\nu') = h\nu\left(\frac{1}{1+a} - \frac{1}{1+2a}\right)$$

beträgt; z.B. ist für große γ-Energien $h\nu = 3{,}5$ MeV, $a = 7$, $\frac{\Delta(h\nu')}{h\nu} \approx 6\%$. Somit werden sich die in Vorwärtsrichtung emittierten Compton-Elektronen ebenfalls nur wenig in ihren Energiewerten voneinander unterscheiden. Dies kann zur Konstruktion von Szintillationsspektrometern (s. S. 178) hoher Auflösung benutzt werden.
KLEIN und NISHINA berechneten den *Wirkungsquerschnitt*, bezogen auf *ein streuendes Elektron*. Der von ihnen erhaltene Ausdruck

$$\sigma_C = \frac{3}{4}\sigma_0\left[\frac{1+a}{a^2}\left\{\frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{1}{a}\ln(1+2a)\right\} + \frac{1}{2a}\ln(1+2a) - \frac{1+3a}{(1+2a)^2}\right]$$

geht für $a \ll 1$ über in

$$\sigma_C = \sigma_0\left(1 - 2a + \frac{26}{5}a^2 \ldots\right) \tag{124}$$

und für $a \gg 1$ in

$$\sigma_C = \frac{3}{8}\frac{\sigma_0}{a}\left(\ln 2a + \frac{1}{2}\ldots\right). \tag{125}$$

Somit ist der Streuquerschnitt bei sehr kleinen Energien praktisch konstant, während er bei hohen Energien in erster Näherung umgekehrt proportional mit letzterer abnimmt.
Für den Compton-Prozeß ergibt sich ein linear von der Ordnungszahl Z abhängender linearer Absorptionskoeffizient

$$\mu_C = N^+\sigma_C = NZ\sigma_C \ [\mathrm{cm}^{-1}] \tag{126}$$

und

$$\mu_C' = \frac{LZ}{A}\sigma_C \, [\mathrm{cm}^2/\mathrm{g}]. \tag{127}$$

Bei leichten Elementen ist bekanntlich $\frac{Z}{A} = 0{,}5$ und nimmt zum Ende des Periodischen Systems auf etwa 0,4 ab. Somit ist zu erwarten, daß die Massenabsorptionskoeffizienten der Elemente für den Compton-Prozeß sich nur wenig

voneinander unterscheiden werden. In der Tabelle 4 sind entsprechende Werte für einige Elemente zusammengestellt. Sie beziehen sich auf eine γ-Energie, die etwa der Co^{60}-Strahlung entspricht.

Tabelle 4. Massenabsorptionskoeffizienten einiger Elemente in cm^2/g

	C	Al	Fe	Cu	Ag	Pb
μ'_C	0,054	0,052	0,050	0,049	0.047	0,043
μ'_{Ph}	klein	klein	klein	klein	0,002	0,011
$\Sigma\mu'$	0,054	0,052	0,050	0,049	0,049	0,054

Der Photoeffekt fällt bei den leichten Elementen nicht mehr ins Gewicht; ebenso ist der Paarbildungseffekt bei allen Elementen noch zu vernachlässigen. Daher ergeben sich zwischen etwa 1,3 und 3 MeV von der Art der Materie nahezu unabhängige Werte für den Massenabsorptionskoeffizienten.

c) *Die Paarbildung*

Aus der Theorie von Dirac für das Elektron ergeben sich zwei Kontinua von Energiezuständen, die symmetrisch um die Linie, die dem Energiewert Null entspricht, angeordnet sind (Abb. 65). Ein besetztes Niveau im oberen Kontinuum entspricht einem Elektron mit bestimmter kinetischer Energie, ein freies Niveau im Kontinuum, das aus Zuständen negativer Energie gebildet wird, dagegen einem bewegten Positron. Da Positronen relativ selten auftreten, müssen üblicherweise die Zustände negativer Energie besetzt sein. Wird durch Absorption eines γ-Quants ein Elektron von einem besetzten Niveau des unteren auf ein freies Niveau des oberen Kontinuums gehoben, so muß offensichtlich gelten

$$E_\gamma \geqq 2 m_0 c^2 .$$

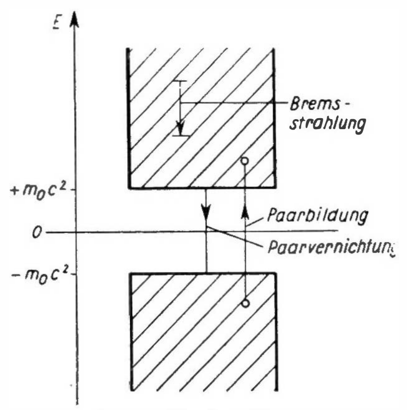


Abb. 65. Zur Paarbildung

Anstelle des verschwundenen γ-Quants tritt somit ein *Elektron-Positron-Paar* in Erscheinung. Aus der Theorie von Bethe und Heitler ergibt sich für $a \gg 1$ unter a) Vernachlässigung oder b) voller Berücksichtigung der Abschirmung des Coulomb-Feldes des Kerns durch die Elektronenhülle für den *Wirkungsquerschnitt*

a) $$\sigma_P = \frac{3}{8\pi}\sigma_0 \frac{Z^2}{137}\left(\frac{28}{9}\ln 2a - \frac{218}{27}\right)[\mathrm{cm}^2] \tag{128}$$

für $$1 \ll a \ll 137\, Z^{-1/3},$$

b) $$\sigma_P = \frac{3}{8\pi}\sigma_0 \frac{Z^2}{137}\left(\frac{28}{9}\ln 183\, Z^{-1/3} - \frac{2}{27}\right)[\mathrm{cm}^2] \tag{129}$$

für $$a \gg 137\, Z^{-1/3}.$$

Die Wahrscheinlichkeit der Paarbildung steigt also schnell mit der Primärenergie der γ-Quanten an und erreicht bei sehr großen Energien einen konstanten Wert. Für kleinere Energien und solche, bei denen die Abschirmung nicht vollständig ist, muß der Wirkungsquerschnitt aus den theoretischen Ansätzen durch numerische Integration gewonnen werden.

Für den linearen Absorptionskoeffizienten erhalten wir

$$\mu_P = N\sigma_P = \frac{L}{A}\varrho\,\sigma_P. \tag{130}$$

Wegen der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Z^2 ist die Einführung eines Massenabsorptionskoeffizienten, ähnlich wie bei dem Prozeß des Photoeffekts, nicht sinnvoll.

Ebenso wie im Feld des Atomkerns ist die Bildung eines Elektron-Positron-Paares auch im Feld eines Hüllenelektrons möglich. Es kann gezeigt werden, daß dafür der Schwellwert der γ-Energie

$$E_\gamma = 4m_0c^2$$

beträgt. Im Bereich der γ-Energien radioaktiver Strahler ist der Beitrag dieses Effekts sehr klein. Bei großer Energie wird er mehr und mehr wirksam und bei extrem hohen Werten vergleichbar mit der Paarbildung im Feld des Atomkerns.

d) Zusammenfassung

Die Abbildungen 66 und 67 zeigen die linearen Absorptionskoeffizienten der drei Prozesse für ein Element mit niedrigem Z (Aluminium) und für ein hochatomiges (Blei). Bei niedrigen Energien, etwa unterhalb 50 keV für Al und 500 keV für Pb,

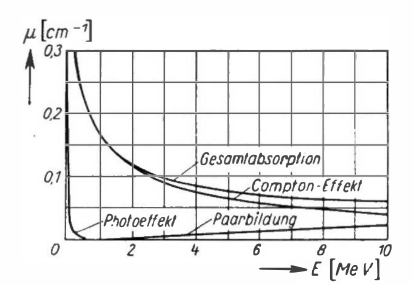


Abb. 66. Lineare Absorptionskoeffizienten für γ-Quanten in Aluminium

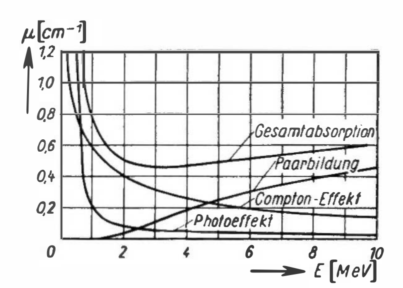


Abb. 67. Lineare Absorptionskoeffizienten für γ-Quanten in Blei

ist der Photoeffekt dominierend. Mit steigender Energie gewinnt der Compton-Effekt an Bedeutung: Seine Wirksamkeit erstreckt sich bei Al etwa bis zu 15 MeV und bei Pb bis zu 4 MeV. Bei noch höheren Energien endlich erfolgt die Absorption mehr und mehr nur auf Grund des Paarbildungsprozesses.

§ 19. Elektronen und Positronen

Tritt ein Strahl nahezu monoenergetischer Elektronen in eine Materieschicht ein, so beobachtet man, daß das Energiespektrum der austretenden Elektronen neben einer Verlagerung zu einem kleineren Mittelwert der Energie breiter und unsymmetrisch ist. Ein wohldefinierter Energieverlust pro Elektron tritt somit nicht auf, man kann nur einen mittleren Wert angeben. Dieser Energieverlust wird durch *unelastische Zusammenstöße* mit den Elektronen der Atomhüllen hervorgerufen, wodurch die Atome angeregt oder ionisiert werden. Außerdem trägt die Bremsstrahlung zur Energieminderung bei. Für Positronen gelten analoge Gesetze.

a) Ionisationsverluste

Die vorliegenden Theorien beschreiben die experimentellen Tatsachen in sehr guter Annäherung. Für den Energiebereich von etwa 10 keV bis 1 MeV folgt aus der wellenmechanischen Theorie von Bethe und Bloch für den *mittleren Energieverlust* in MeV pro cm Weg

$$-\frac{\overline{dE}}{dx} = \frac{4\pi e^4 N Z}{m_0 v^2} \ln \frac{0{,}58\, m_0 v^2}{I} \qquad (\beta < 0{,}5)\,. \tag{131}$$

Für relativistische Energien ergibt sich

$$-\frac{\overline{dE}}{dx} = \frac{2\pi N e^4 Z}{m_0 v^2} \Big\{ \ln \frac{m_0 v^2 E}{2 I^2 (1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}\left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2 \Big\}\,. \tag{132}$$

In (131) und (132) bedeutet I die *mittlere Ionisierungsenergie* der Elektronen in der absorbierenden Folie. Bloch nimmt eine Proportionalität zu Z an, $I = KZ$, wobei $K = 13{,}5$ eV gesetzt werden kann. In der Literatur finden sich auch davon abweichende Zahlenangaben; da I aber im Argument des Logarithmus eingeht, ist sein Einfluß auf das Ergebnis nicht sehr groß.

Infolge des linearen Zusammenhangs von $\frac{\overline{dE}}{dx}$ mit Z hängt der mittlere Energieverlust praktisch nur von der Dichte der durchstrahlten Materie ab, ist also für gleiches Flächengewicht (in g/cm²), zumindest für Absorber mit nicht zu hohem Z, von der Art der Materie unabhängig. Der Verlauf des mittleren Energieverlusts in zwei charakteristischen Elementen Al und Pb wird in Abb. 68 dargestellt.

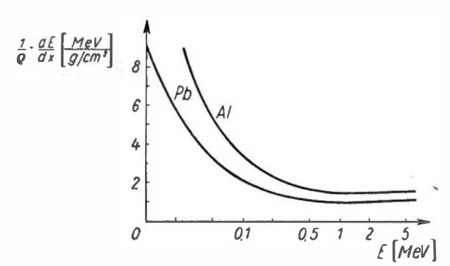


Abb. 68. Mittlerer Energieverlust von Elektronen in Aluminium und Blei

In der experimentellen Technik interessiert häufig die Zahl der in einem Gas pro cm Weg durch das schnelle Elektron

gebildeten Ionenpaare mehr als der in Energieeinheiten ausgedrückte Energieverlust. Dabei werden sowohl die primären als auch die durch sie entstandenen sekundären Ionen in Rechnung gestellt. Da sich gezeigt hat, daß der mittlere Energieverbrauch zur Erzeugung eines Ionenpaares in weiten Grenzen von der Art des Gases sowie der Natur und Energie des ionisierenden Teilchens unabhängig ist, gilt

$$\frac{\overline{dE}}{dx} = nW. \tag{133}$$

Hierbei bedeuten n die spezifische Ionisierung Ionenpaare/cm für ein Gas bei Normalbedingungen und W den mittleren Energieverbrauch, für den einige Werte nachfolgend zusammengestellt sind:

Gas	Luft	O_2	N_2	A	He	H_2
W[eV]	32,5	32,2	35,8	27,0	32,5	38,0

Die spezifische Ionisierung in Luft bei Normalbedingungen kann bis etwa 10MeV durch die einfache Formel

$$n = \frac{46}{\beta^2}$$

mit einem Fehler von $\sim 10\%$ dargestellt werden. Einige Werte für diesen Bereich sind im folgenden angegeben:

E [MeV]	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1	10
n [Ionenpaare/cm]	2500	1030	152	52	44

b) Die Reichweite von Elektronen

Neben ihren Energieverlusten erfahren Elektronen infolge ihrer relativ kleinen Masse auch Ablenkungen von ihrer ursprünglichen Richtung (s. S. 130). Man muß

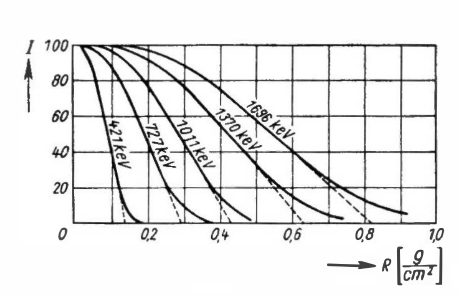


Abb. 69.
Absorption monoenergetischer Elektronen in Aluminium

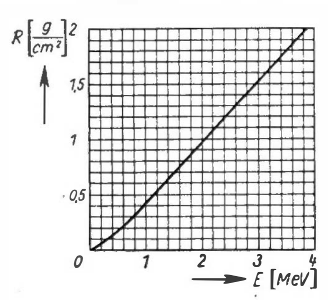


Abb. 70.
Reichweite von Elektronen in Aluminium

somit die wahre Bahnlänge von der praktischen Reichweite unterscheiden. Die wahre Bahnlänge kann nur in einer photographischen Platte oder in der Wilson-Kammer bestimmt werden. Von größerer Bedeutung für den Experimentator ist die Reichweite. Abb. 69 zeigt Absorptionskurven monoenergetischer Elektronen verschiedener Energien in Aluminium. Den Schnittpunkt der Extrapolation des

linearen Teils mit der Abszissenachse benutzt man zur Bestimmung der praktischen Reichweite R; ihre Abhängigkeit von der Elektronenenergie ist in Abb. 70 dargestellt. Der lineare Teil kann durch

$$R = 0{,}526 \cdot E - 0{,}094 \ [\mathrm{g/cm^2}] \quad \text{für} \quad E > 0{,}6\,\mathrm{MeV} \tag{134}$$

wiedergegeben werden.

c) Die Reichweite von β-Strahlen radioaktiver Isotope

Mißt man die Absorption von β-Strahlen radioaktiver Isotope, die ja ein breites Energiespektrum aufweisen und meist unter sehr verschiedenen Richtungen in den Absorber eintreten, so erhält man Kurven wie in Abb. 71 (Absorber Al). Auch

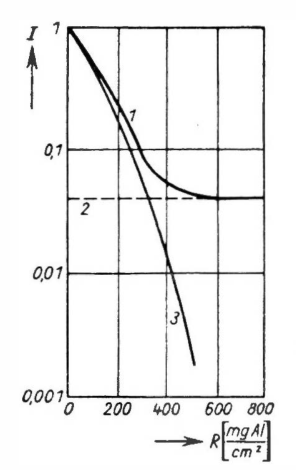


Abb. 71. Absorptionskurve von Na^{24}-β-Strahlen
(1) $Na^{24}(\beta + \gamma)$: gemessene Kurve
(2) $Na^{24}(\gamma)$ (3) 1 − 2: $(Na^{24}(\beta))$

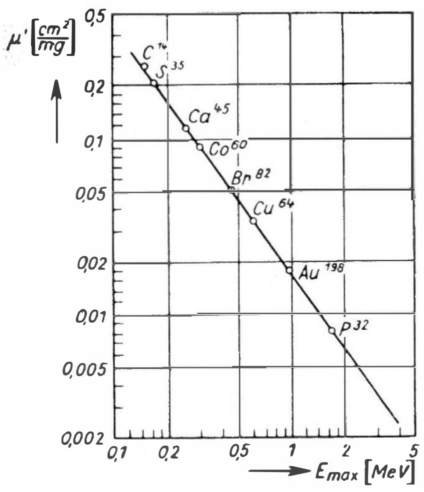


Abb. 72. Massenabsorptionskoeffizienten für β-Strahlen

für sehr große Absorberdicken ist noch eine gut meßbare Aktivität vorhanden, die durch gleichzeitig mit den β-Strahlen ausgesandte γ-Quanten und den Nulleffekt verursacht wird. Durch Subtraktion dieser Endaktivität erhält man die praktische Reichweite der β-Strahlen. Mit einer gewissen Willkür wird diese etwa als diejenige Absorberdicke definiert, hinter der die Intensität auf einen kleinen Wert, z.B. 1%, gesunken ist. Für praktische Rechnungen läßt sich die Absorptionskurve in ihrem Hauptteil in guter Näherung durch eine Exponentialfunktion $I = I_0 e^{-\mu x}$ darstellen.

Sowohl für den Massenabsorptionskoeffizienten $\mu' = \frac{\mu}{\varrho}$ als auch für die Reichweite der β-Strahlen radioaktiver Isotope sind empirische Formeln aufgestellt

worden, die die experimentellen Ergebnisse der Absorption in Al befriedigend beschreiben. Nach GLEASON ist (Abb. 72)

$$\mu' = 17\, E_{\max}^{-1,43}\, [\mathrm{cm^2/g}]$$

und nach GLENDENIN gilt (Abb. 73)

$$R = 0{,}407\, E_{\max}^{1,38}\, [\mathrm{g/cm^2}]$$

für

$$0{,}15\ \mathrm{MeV} < E_{\max} < 0{,}8\ \mathrm{MeV} \qquad (135)$$

und

$$R = 0{,}542\, E_{\max} - 0{,}133\, [\mathrm{g/cm^2}]$$

für

$$E_{\max} > 0{,}8\ \mathrm{MeV}. \qquad (136)$$

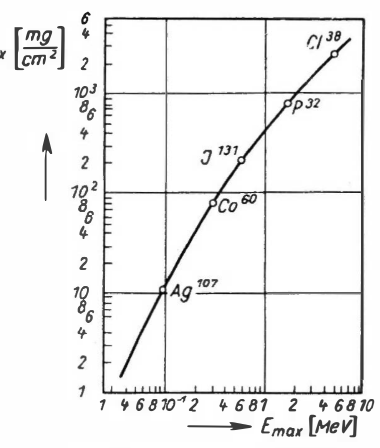


Abb. 73. Reichweite von β-Strahlen

d) Die Bremsstrahlung

Wenn ein Elektron in der Nähe von Kernen oder Elektronen der Materie vorbeigeht, erfährt es durch deren elektrische Felder eine Änderung seiner Geschwindigkeit, die mit einem Energieverlust verbunden ist. Diese Erscheinung wird als Bremsstrahlung bezeichnet. Nach HEITLER gilt

$$-\frac{\overline{dE}}{dx} = \frac{N Z^2}{137}\left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 (E + m_0 c^2)\left[4 \ln \frac{2(E + m_0 c^2)}{m_0 c^2} - \frac{4}{3}\right]. \qquad (137)$$

Für $E \ll m_0 c^2$ ist der Verlust durch Bremsstrahlung praktisch von der kinetischen Energie der Elektronen unabhängig, bei größeren Werten wächst er nahezu proportional zu ihr. Da die Ionisationsverluste bei hohen Energien nur logarithmisch mit der Energie zunehmen, übertrifft der Energieverlust infolge der Bremsstrahlung den ersteren in Blei von 6,9 MeV, in Aluminium von 47 MeV ab. Unterhalb 1 MeV kann die Bremsstrahlung vernachlässigt werden. Für Teilchen der Masse M ist der Energieverlust im Verhältnis $\left(\frac{m_0}{M}\right)^2$ kleiner als für Elektronen und somit erst bei $E \gg M c^2$ merkbar.

e) Die Čerenkov-Strahlung

Wenn ein schnelles geladenes Teilchen einen durchsichtigen Körper durchquert, erleidet es eine besondere Art von Energieverlust, falls seine Geschwindigkeit v_T größer als die Lichtgeschwindigkeit $v_L = \frac{c}{n}$ (n = Brechungsindex des Mediums) in diesem Medium ist.

Der Energieverlust führt zu einer Ausstrahlung innerhalb eines Kegels mit dem halben Öffnungswinkel ϑ, dessen Größe durch

$$\cos \vartheta = \frac{v_L}{v_T} = \frac{1}{\beta n}$$

bestimmt wird. Die Achse des Kegels fällt mit der Teilchenbahn zusammen. Da $\cos\vartheta \leqq 1$, muß $\beta > \frac{1}{n}$ erfüllt sein. Außerdem kann $\beta \to 1$ werden; somit beträgt der größtmögliche Wert für

$$\vartheta_{max} = \arc\cos\frac{1}{n}\,.$$

Ein Teil der ausgestrahlten Energie fällt in das sichtbare Gebiet und wurde von ČERENKOV erstmals beobachtet. Die Theorie von FRANK und TAMM gibt für die Intensität der Čerenkov-Strahlung in Photonen pro Wegeinheit den Ausdruck

$$dI = \frac{2\pi z^2 e^2}{h c^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) dw = \frac{2\pi z^2 \sin^2\vartheta}{137 c}\, df. \tag{138}$$

Dabei bedeuten f die Frequenz der Čerenkov-Strahlung und $z e$ die Ladung des Elementarteilchens. Diese Strahlung wird im Čerenkov-Zähler (s. S. 156) zum Nachweis von Teilchen benutzt.

f) Die Streuung von Elektronen

Bei der Untersuchung der Streuung von β-Strahlen in Materie ist die Tatsache zu beachten, daß β-Teilchen eine Energieverteilung besitzen, die sich von Null bis zu einem Maximalwert erstreckt. Die beobachteten Streuprozesse können in 3 Gruppen, Einfach-, Mehrfach- und Vielfachstreuung, eingeteilt werden, deren Beitrag zum Beobachtungsergebnis offensichtlich durch die Dicke der Absorberfolie bestimmt wird. Beträgt der Streuquerschnitt σ_{st}, so tritt bei $d \sim \frac{1}{\sigma_{st} N}$ Mehrfachstreuung auf; bei kleineren bzw. größeren Werten überwiegt die Einzel- bzw. Vielfachstreuung. Für den Nachweis von Kernstrahlung ist die Rückstreuung von β-Teilchen wichtig. Der Effekt nimmt etwa mit der Wurzel aus der Ordnungszahl des Streukörpers zu.

g) Die Positronen

Die Energieverluste durch Ionisation eines bewegten geladenen Teilchens hängen quadratisch von seiner Ladung ab, somit gelten für Positronen die gleichen Gesetze wie für Elektronen. Da aber die Lebensdauer der Positronen nicht groß ist und sie nach Vereinigung mit einem Elektron die Summe ihrer Ruhenergien $2 m_0 c^2$ als γ-Quanten emittieren, ist die Reichweite von Positronen etwas geringer als die von Elektronen gleicher Energie.

§ 20. Schwere geladene Teilchen

Die bei Untersuchung der Energieverluste von Elektronen angeführte Formel (131) von BETHE gilt in ähnlicher Form auch für schwere Teilchen.
Das *Bremsvermögen* ergibt sich zu

$$-\frac{\overline{dE}}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_0 v^2} N Z\left[\ln\frac{2 m_0 v^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2\right]; \tag{139}$$

m_0 bedeutet wieder die Ruhmasse des Elektrons und z die Ladung des Teilchens in Einheiten der Elektronenladung. Aus (139) folgt, daß Teilchen gleicher Ladung und Geschwindigkeit ihre Energie gleich schnell verlieren. α-Teilchen dagegen werden, infolge $z = 2$, viermal schneller als Protonen gleicher Geschwindigkeit gebremst. Da andererseits $E_\alpha = 4\, E_p$ bei $v_\alpha = v_p$ ist, sind die Reichweiten beider Teilchen praktisch gleich:

$$R_p = 1{,}0072 \cdot R_\alpha - 0{,}2\,[\mathrm{cm}] \qquad (140)$$

(in Luft für $v > 6 \cdot 10^8$ cm/sec). Bei nicht zu hohen β-Werten heben sich die beiden letzten Glieder in (139) gegenseitig auf. Die wesentlichste Änderung des Energieverlustes wird dann durch das Auftreten von v^2 im Nenner des Ausdrucks vor der Klammer bestimmt. Das entspricht dem bekannten Verlauf der Braggschen Kurve für die spezifische Ionisierung von α-Teilchen (Abb. 74). Bei sehr kleiner Energie der α-Teilchen entsprechend einer geringen Restreichweite nimmt die Ionisierung auf Null ab. Das wird durch Formel (139) nicht beschrieben, da bei ihrer Ableitung der zufällige Einfang und Verlust von Elektronen am Ende der Bahn der schweren Teilchen nicht berücksichtigt werden konnte. Sie gilt für α-Teilchen mit mehr als 5 MeV und Protonen mit mehr als 1,3 MeV Energie.

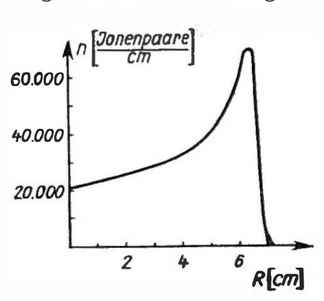


Abb. 74. Spezifische Ionisierung von α-Teilchen von RaC′ in Luft

Im Mittel werden bei der Bremsung von α-Teilchen durch Luft unter Normalbedingungen $W = 35{,}5$ eV zur Bildung eines Ionenpaares verbraucht. Ein α-Teilchen von RaC′ ($E = 7{,}68$ MeV) erzeugt etwa insgesamt 220 000 Ionenpaare. In anderen Gasen ergeben sich folgende Werte für W[eV]:

N_2	O_2	H_2	He	A	Kr
36,0	32,3	35,0	30,3	25,9	22,5

Das Abbiegen der Kurve in Abb. 74 in der Nähe der Abszissenachse wird verständlich bei Berücksichtigung der statistischen Natur der Ionisationsakte. Dieser Effekt der Streuung (straggling) führt somit zu einer statistischen Verteilung der Werte für die Reichweite. Die in Luft gemessenen Werte für R können für den Energiebereich $E = 4$ bis 7 MeV mit brauchbarer Genauigkeit durch die Gleichung

$$R = 0{,}32\, E^{3/2}\,[\mathrm{cm}] \qquad (141)$$

dargestellt werden.

Benutzt man anstelle der Energie die Geschwindigkeit v in cm/sec, so erhält man das Gesetz von GEIGER:

$$R = 9{,}67 \cdot 10^{-28} \cdot v^3\,[\mathrm{cm}]. \qquad (142)$$

Abb. 75 zeigt die beschriebene Abhängigkeit der Reichweite in Luft von der Energie der α-Teilchen.

Zum Vergleich der Absorption von α-Teilchen in festen Substanzen verwendet man vorteilhaft den Begriff des *relativen Bremsvermögens* S:

$$S = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Materle}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Luft}}}. \tag{143}$$

Aus ihm erhält man die Dicke der Materiefolie, die bezüglich der Bremsung von α-Teilchen 1 cm Luft äquivalent ist, zu $\frac{\varrho}{S}$. Einige Werte für α-Teilchen von 7 MeV sind im folgenden angegeben:

	Gold	Aluminium	Glimmer
S	4800	1680	2050
$\frac{\varrho}{S}$ [mg/cm²]	4,0	1,6	1,4

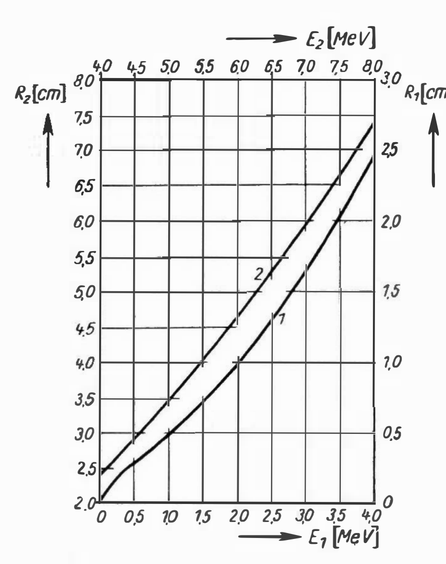


Abb. 75. Reichweite von α-Teilchen in Normalluft nach Bethe (Die Indizes deuten auf die Kurvenwerte hin)

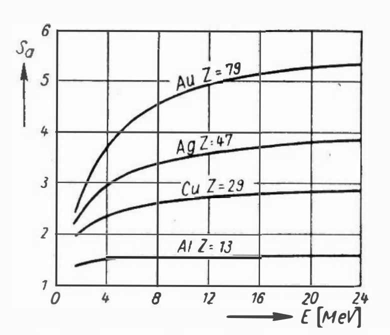


Abb. 76. Relatives atomares Bremsvermögen für α-Teilchen

Als relatives atomares Bremsvermögen S_a (Abb. 76) ist die Zahl der Atome in Luft definiert, die bezüglich des Energieverlustes der α-Teilchen einem Atom des untersuchten Elements äquivalent sind. Eine empirische Formel von Bragg und Kleeman hat sich zur Berechnung der Reichweiten in festen Körpern bewährt. Danach ist

$$R = 3{,}2 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{A^{1/2}}{\varrho} R_{\text{Luft}}\,[\text{cm}] \tag{144}$$

(A = Atomgewicht, ϱ = Dichte des Absorbers). Zur Berechnung der Reichweite von α-Teilchen im Gewebe dient die einfache Formel

$$(R\varrho)_{\text{Luft}} = (R\varrho)_{\text{Gewebe}}.$$

Vergleicht man die Reichweiten zweier verschiedener Partikel mit den Massen m_1 bzw. m_2 und den Ladungen $z_1 e$ bzw. $z_2 e$ bei gleicher Geschwindigkeit im gleichen Absorber, so gilt nach Bethe und Ashkin

$$R_2 = \left(\frac{m_2}{m_1}\right)\left(\frac{z_1}{z_2}\right)^2 R_1 - c,$$

$$E_2 = \frac{m_2}{m_1} E_1. \tag{145}$$

Die Konstante c berücksichtigt das verschiedene Verhalten der Teilchen beim

Einfang und Verlust von Elektronen auf dem letzten Stück der Reichweite. Für α-Teilchen und Protonen gleicher Energie folgt daraus

$$R_p(E) = 1{,}007\ R_\alpha(3{,}972\ E) - 0{,}2\ [\mathrm{cm}].$$

Für den Fall $z_1 = z_2$, wie z.B. für Protonen, Deuteronen, Tritonen und positive Mesonen, ist das durch c in Rechnung gestellte Verhalten bei kleinen Geschwindigkeiten für alle Teilchen gleich, und es gilt mit sehr guter Genauigkeit z.B.

$$R_\mu(E) = 0{,}114\ R_p(8{,}8\ E), \quad \mu = 210\ m_0.$$

Man kann somit die Beziehung zwischen Reichweite und Energie von Mesonen in Photoplatten aus den bekannten Werten für Protonen errechnen.

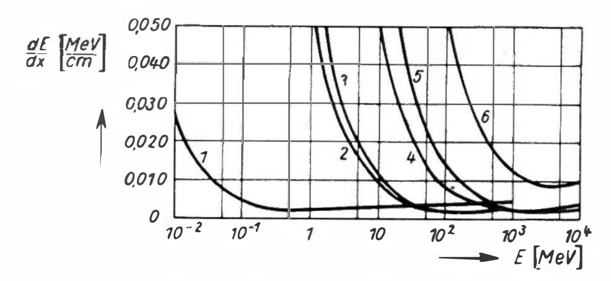


Abb. 77. Bremsvermögen von Luft für verschiedene Teilchen
1 Elektronen, 2 μ-Mesonen, 3 π-Mesonen, 4 Protonen, 5 Deuteronen, 6 α-Teilchen

Abb. 77 vermittelt einen Überblick über die Energieverluste der wichtigsten Teilchen in Luft; Tabelle 5 enthält Werte für die Reichweite von β-Strahlen, Protonen, Deuteronen und α-Teilchen in Aluminium (in mg/cm²).

Tabelle 5. Reichweite von Teilchen in Aluminium (in mg/cm²)

Energie [MeV]	0,5	1	2	3	4	5	7	9	10
β-Strahlen	111	383	926	1470	2010	2600			
Protonen	1,3	3,6	10,5	19,6	35,1	50,0	90,0	143,0	174,0
Deuteronen	1,1	2,6	6,9	13,3	21,2	32,4	55,9	86,0	100,0
α-Teilchen	0,5	0,8	1,6	2,0	3,7	5,3	8,8	13,5	15,6

2. Strahlungsempfänger

Alle Kernstrahlungsempfänger beruhen auf Elementarprozessen, in deren Verlauf ein geladenes Teilchen einen Teil seiner Energie einem geeigneten Medium überträgt und in ihm Anregungs- ebenso wie Ionisationsakte hervorruft. Dabei treten Lichtquanten, ionisierte Atome und freie Elektronen in Erscheinung. Diese werden ihrerseits indirekt – durch Ausnutzung bestimmter physikalischer

Effekte wie z. B. des Photoeffektes zur Auslösung von Elektronen durch Lichtquanten – oder direkt zur Bildung von Ladungsimpulsen benutzt. Den dem Strahlungsdetektor angeschalteten elektronischen Geräten fällt dann die Aufgabe zu, diese Ladungsimpulse so umzuformen und zu verstärken, daß mit ihrer Hilfe die gewünschten Messungen durchgeführt werden können.
Grundsätzlich ist zu beachten, daß immer nur ein Teil der Primärenergie zur Auslösung des Ladungsimpulses ausgenutzt wird, der Rest wird also schließlich als Wärme auftreten. Daraus ist der Schluß zu ziehen, daß es möglich sein muß, genügend hohe Teilchenflüsse mit thermischen Detektoren, etwa mit Thermoelementen, nachzuweisen.

§ 21. Strahlungsempfänger mit Gasfüllung[1])

Im Jahre 1908 fanden Rutherford und Geiger, daß bei Benutzung einer koaxialen Elektrodenanordnung und geeigneter Gasfüllung der Strom durch dies Gerät bei Eintritt eines α-Teilchens so weit verstärkt wurde, daß die Nadel eines Elektrometers mäßiger Empfindlichkeit eine deutlich wahrnehmbare Ablenkung erfuhr. Damit war das erste Zählrohr entstanden. Seither sind viele Variationen untersucht worden. Wenngleich praktisch alle denkbaren Anordnungen in irgendeiner Form gut oder schlecht als Zähler dienen können, sind die im Zählrohr ablaufenden Elementarprozesse heute bei weitem noch nicht zur vollen Zufriedenheit geklärt.

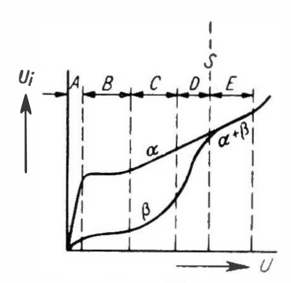


Abb. 78. Arbeitsbereiche eines Zählrohres (schematisch)

Um einen Überblick über die die Ionisation von Gasen ausnutzenden Strahlungsempfänger zu erhalten, betrachten wir das Verhalten einer zylindrischen Elektrodenanordnung, deren Zentraldraht Anode ist. Sie sei mit einem Gas von etwa $\frac{1}{10}$ Atm gefüllt. Einen guten Einblick in die verschiedenen Funktionsmöglichkeiten dieses Gerätes gibt die Messung der Größe der unter der Wirkung einzelner Elektronen und einzelner stark ionisierender α-Teilchen auftretenden Ladungsimpulse (Impulsamplitude U_i) in Abhängigkeit von der an der Elektrodenanordnung liegenden Potentialdifferenz U (Abb. 78). Die in das Gasvolumen eintretenden Elektronen bzw. α-Teilchen ionisieren das Füllgas, sie bilden Ionenpaare, und die positiven Ionen ebenso wie die entstandenen freien Elektronen wandern auf die negative bzw. positive Elektrode zu. Im Gebiet A ist die vom Draht aufgenommene Ladung kleiner als die primär erzeugte Menge. Dies wird durch Diffusion und Rekombination der Ladungsträger bewirkt. Bei einer bestimmten

[1]) Die Darstellungen der §§ 21 und 23 sind im wesentlichen dem Beitrag Hartmann, Kernphysikalische Meßgeräte, in Hertz, Grundlagen und Arbeitsmethoden der Kernphysik, Berlin 1957, mit freundlicher Genehmigung des Akademie-Verlag entnommen.

Spannung aber werden nahezu alle primär gebildeten Ladungsträger gesammelt, die Impulsgröße erreicht somit ihren „Sättigungswert", der in einem gewissen Spannungsbereich B konstant bleibt. Dies ist die Arbeitsweise der *Ionisationskammern.* Steigert man die Spannung weiter, so tritt der Fall ein, daß die zum positiven Draht wandernden Elektronen auf der letzten freien Weglänge vor dem Draht soviel Energie aufnehmen, daß sie ihrerseits das Gas ionisieren: es setzt die Gasverstärkung ein. Im Bereich C steigt diese auf Werte von 10^2 bis 10^6 und ist unabhängig von der Größe der Primärionisation, d.h., der Ladungsimpuls ist letzterer proportional. Das ist der Arbeitsbereich des *Proportionalzählrohres.* Im Bereich D treten bei weiterer Steigerung der Gasverstärkung Raumladungserscheinungen auf, die bei stärkerer Primärionisation ein Anwachsen der Impulsgröße verhindern und somit den linearen Zusammenhang aufheben. Im Bereich E endlich wirkt die Primärionisation, unabhängig von ihrer Größe, nur als Auslösung für eine sonst von ihr unabhängige Entladung, die durch besondere Mittel, innen oder außen, zum Abreißen gebracht werden muß: Wir arbeiten jetzt im Auslösebereich der *Geiger-Müller-Zählrohre,* in dem also keine Aussagen mehr über die Größe der Primärionisation gemacht werden können. Die Schwelle S in Abb. 78 wird als Geiger-Schwelle bezeichnet.

a) Die Ionisationskammer

Wie soeben festgestellt, tritt im Bereich B keine zusätzliche Ionisation des Gases auf. Man erfaßt nur alle primär gebildeten Ladungsträger; dies ist somit die unmittelbarste Methode der elektrischen Messung ionisierender Teilchen.

Eine Ionisationskammer besteht aus einem Paar von Elektroden, zwischen denen eine bestimmte Potentialdifferenz aufrechterhalten wird, die ausreicht, um bei den gegebenen experimentellen Verhältnissen — wie Gasart, Gasdruck, Geometrie — *Sättigung* zu erzielen, d. h. also, alle gebildeten Ladungsträger an den Elektroden zu sammeln. Am häufigsten werden *Zylinderkammern* oder *Kammern mit parallelen Elektroden* verwandt (Abb. 79). Da die zu messenden Ladungsmengen gewöhnlich klein sind, ist auf sehr gute Isolation der Sammelelektrode besonders zu achten. Aus dem gleichen Grunde werden sehr empfindliche elektronische Nachweisgeräte erforderlich, die das Arbeiten mit Kammern erschweren. Ein α-Teilchen von 3,5 MeV Energie erzeugt im empfindlichen Volumen der Kammer, wenn es darin seine gesamte Energie verliert, etwa 10^5 Ionenpaare. Somit ändert sich das Potential der Sammelelektrode bei einer Kapazität gegen Erde von 20 pF etwa um 1 mV. Ein guter Verstärker für solche Zwecke hat einen Eingangsrauschpegel von etwa 10 μV. Dabei ist aber zu beachten, daß die häufiger vorkommenden Maximalamplituden im Rauschspektrum etwa 4mal so groß sind wie der üblicherweise bestimmte quadratische Mittelwert. Wir können also damit

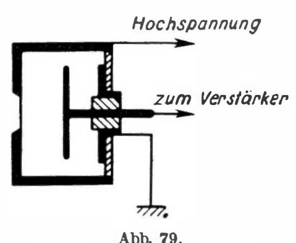


Abb. 79.
Einfache Ionisationskammer

rechnen, α-Impulse zu erhalten, die noch 25mal größer sind als die Rauschimpulse und somit eine Messung genügender Genauigkeit zulassen. Die Praxis hat ergeben, daß etwa 1000 Ionenpaare die untere Grenze sind. Damit wird klar, daß nur stark ionisierende Teilchen, also außer α-Teilchen noch Protonen, Deuteronen, Rückstoßkerne und Spaltprodukte, beobachtet werden können, nicht hingegen einzelne Elektronen, deren Ionisationsvermögen etwa um zwei Größenordnungen geringer ist.

Es ist lehrreich, die *Bildung des Spannungsimpulses* etwas näher zu untersuchen. Betrachten wir eine planparallele Elektrodenanordnung mit dem Abstand l cm, durch die im Abstand x_0 von der positiven Sammelelektrode, die über einen hohen Widerstand R geerdet ist, ein α-Teilchen parallel zu den Elektroden läuft. Ein Ladungsfluß im äußeren Kreis entsteht dabei durch eine Trennung von positiven und negativen Ladungsträgern im Gasvolumen der Kammer und die dadurch hervorgerufene Induzierung von Ladungen auf den Elektroden. Denn es ist verständlich, daß die Ionisation der Gasatome allein keinen im äußeren Kreis wahrnehmbaren Effekt hervorruft, solange Elektron und positives Ion in unmittelbarer Nähe voneinander verbleiben. Die Energie des Systems beträgt $\frac{1}{2} C V_0^2$, wobei C die Kapazität der Sammelelektrode bezüglich der auf der Spannung V_0 befindlichen gegenüberliegenden Elektrode ist. Sobald das elektrische Feld $E = \frac{V_0}{l}$ die Ladungen voneinander trennt, somit an ihnen Arbeit leistet, ändert sich die Energie des Systems,

$$\Delta(\tfrac{1}{2} C V_0^2) = n \int_{x_0}^{x} e E \, dx = n e E (x - x_0), \tag{146}$$

wenn am Ort x_0 etwa n Ionenpaare gebildet werden. Unter der Annahme einer nur kleinen Potentialänderung ΔV der Sammelelektrode, d.h. $\Delta V \ll V_0$, ergibt sich

$$\Delta(\tfrac{1}{2} C V_0^2) \approx \Delta V V_0 C. \tag{147}$$

Ferner gilt bei einer Driftgeschwindigkeit v der Träger

$$x = x_0 + \int_0^t v \, dt = x_0 + v t. \tag{148}$$

Somit folgt für die Größe der *Spannungsänderung*

$$\Delta V = \frac{n e v t}{C l}. \tag{149}$$

Die durch die Ladungsbewegung bewirkte Änderung der Potentialdifferenz, der Spannungsimpuls, wächst also linear mit der Zeit mit einem Anstieg, der von der Beweglichkeit der Ladungsträger im gegebenen elektrischen Feld bestimmt wird. Diese Tatsache ist bei der Arbeit mit Impulsionisationskammern zu beachten. Bei integrierenden Kammern (s. S. 109) ist die Meßdauer groß gegen die Dauer der Einzelimpulse, dabei ist die Trägerbeweglichkeit für die Ausbildung von Raumladungen und Rekombinationserscheinungen maßgebend wichtig.

Infolge der großen Wanderungsgeschwindigkeit von Elektronen in Edelgasen, bei denen die Bildung negativer Ionen sehr unwahrscheinlich ist (Beweglichkeit $\sim 10^3 \frac{\text{cm/sec}}{\text{Volt/cm}}$ bei Normalbedingungen), steigt der Impuls bei einer Feldstärke von $E = 10^3$ V/cm und $x_0 = 1$ cm also etwa in ca. 1 µsec auf den Wert

$$\Delta V_- = \frac{n e x_0}{C l}$$

an. Bis zu diesem Zeitpunkt waren die Ionen praktisch noch in Ruhe, denn ihre Wanderungsgeschwindigkeit, mit der sie die Strecke $(l - x_0)$ durchlaufen, ist etwa 10^3mal kleiner als die der Elektronen. Der Impuls erreicht daher erst nach etwa 1 msec seinen Höchstwert von

$$\Delta V = \frac{n e}{C} \cdot \tag{150}$$

Diese Amplitude ist also der Primärionisation streng proportional. Um das zu erreichen, muß aber die Zeitkonstante RC des Kammerankoppelungskreises groß gegen die Sammelzeit der Ionen, also etwa von der Größenordnung 10^{-2} sec, sein. Dies wiederum hat Nachteile, die das Arbeiten mit einer Ionenimpulskammer stark erschweren:

Wegen der langsam abklingenden Impulse kann man nur eine kleine Teilchenzahl pro Zeiteinheit messen; da der Verstärker, wie oben erwähnt, eine niedrige untere Frequenzgrenze von etwa 10 Hz haben muß, ist er besonders erschütterungsempfindlich (Mikrophoneffekt). Da die Ionisationskammern oft durch dünne Folien abgeschlossen sind, ist der starre Aufbau zur Vermeidung dieser Störungen nicht immer leicht zu verwirklichen; das breite Frequenzband bedingt auch einen höheren Rauschpegel.

Häufig stören Schwankungen im Untergrund. Diese entstehen durch Überlagerungen vieler kleiner Impulse während der langen Sammelzeit und können z. B. durch einen γ-Untergrund hervorgerufen werden, dessen Einzelimpulse zu schwach sind, um registriert zu werden.

Aus den angeführten Gründen macht man oft die Zeitkonstante des Ankoppelkreises nur wenig größer als die Sammelzeit für Elektronen, also etwa 10 bis 20 µsec. Nach Verstärkung wird der Impuls mit einem RC-Netzwert ($\tau \sim 10^{-7}$ sec) differentiiert. Denn es ist – wie wir oben sahen – auch der Anstieg des Elektronenimpulses der Primärionisation proportional. Diese Methode hat viele Vorteile: einmal läßt sie die Auflösung einer hohen Impulsfolge zu, zum andern werden durch die kleine Zeitkonstante alle niederfrequenten Störungen abgeschnitten und das Verhältnis von Signal zu Rauschpegel verbessert. Um große Impulse zu erhalten, ist es zweckmäßig, dafür zu sorgen, daß die in den Primärionisationsakten gebildeten Elektronen das gesamte Kammerfeld mit möglichst hoher Driftgeschwindigkeit durchlaufen. Das erstere erreicht man z. B. dadurch, daß man die Strahlungsquelle auf die negative Elektrode aufbringt. Um die

Driftgeschwindigkeit v groß zu machen, muß man die mittlere Geschwindigkeit w der Elektronen klein halten, da gilt

$$v \simeq \frac{e E \lambda}{m w} \tag{151}$$

(λ = freie Weglänge). Dies wird durch Zusatz geringer Mengen eines polyatomaren Gases wie CO_2 erreicht. Polyatomare Moleküle besitzen viele niedrig gelegene Anregungsenergien, so daß die Elektronen in unelastischen Stößen nicht auf eine höhere mittlere Geschwindigkeit kommen. Ein Nachteil der geschilderten Methode besteht aber darin, daß die Impulsamplitude noch vom Ort der Entstehung der Primärionisation abhängig ist. Es bedeutete eine wesentliche Verbesserung, als von STETTER und SCHINTLMEISTER ein Gitter vor der Sammelelektrode eingeführt wurde. Das Gitter hat eine ähnliche Wirkung wie das Schirmgitter in einer Pentode und kann so angeordnet werden (Abb. 80), daß es die Sammelelektrode praktisch vollständig von Ladungsverschiebungen im Hauptvolumen der Kammer abschirmt. Wenn also ein α-Teilchen (α) von der Kathode K aus durch die Kammer läuft, bewegen sich die Elektronen auf das Gitter G zu und durch es hindurch zur Sammelelektrode Se. Die Potentialänderung beginnt dann, wenn die ersten Elektronen durch die Gitterebene hindurchtreten. Da der Weg vom Netz zur Sammelelektrode für alle Elektronen gleich lang ist, ist auch der gebildete Impuls praktisch unabhängig vom Ort der Primärionisation. Ein solches Gitter ist später besonders von FRISCH mit großem Erfolg benutzt worden.

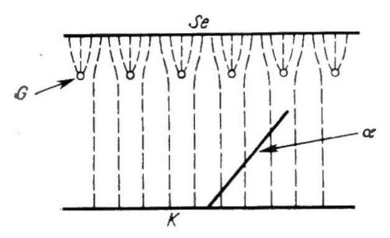


Abb. 80. Wirkung eines Gitters in der Impuls-Ionisationskammer

Wie aus den geschilderten Verhältnissen hervorgeht, ist die Arbeit mit Impulskammern infolge der Kleinheit der zu messenden Größen nicht ohne Schwierigkeiten.

b) Das Proportionalzählrohr

Wie oben erläutert wurde, ist das Kennzeichen der Ionisationskammer die Tatsache, daß die von den primär gebildeten Ladungsträgern auf einer freien Weglänge aufgenommene Energie kleiner ist als die Ionisationsenergie der Gasmoleküle. Bei höheren Feldstärken dagegen setzt die Gasverstärkung ein (Bereich C in Abb. 78). In einer zylindrischen Elektrodenanordnung ist der Schwellwert dieses Bereiches etwa dadurch definiert, daß die Feldstärke am Anodendraht multipliziert mit der freien Weglänge des Elektrons gleich der Ionisierungsspannung des Gases wird. Bei weiterer Steigerung der Feldstärke setzt dieser Prozeß schon in größerem Abstand vom Draht ein, und die sekundären Elektronen können ihrerseits tertiäre bilden usw. Der auftretende Spannungsimpuls wird also vergrößert auf

$$\Delta V = M \frac{n e}{C} . \tag{152}$$

M, der Faktor der *Gasverstärkung*, hängt natürlich von der Gasart und den Zählrohrdimensionen ab und nimmt mit der Spannung zu. Im Bereich C ist der Vervielfachungsfaktor der Gasverstärkung von der primären Ionisation unabhängig, und Gleichung (152) besteht zu Recht: es ist der Arbeitsbereich des Proportionalzählrohres. Jedes primäre Elektron erzeugt im Mittel eine Lawine von M Elektronen, und jede Lawine ist von anderen gleichzeitig entstandenen unabhängig. Wie erinnerlich, beträgt die untere Meßgrenze für eine Ionisationskammer infolge des Eingangsrauschpegels des Röhrenverstärkers etwa 1000 Ionenpaare. Wählt man also eine Gasverstärkung dieser Größe, was durchaus realisierbar ist, so kann man ein einzelnes Elektron nachweisen. Üblicherweise wird in Proportionalzählern die Anordnung planparalleler Elektroden nicht angewandt; denn die Ionenpaare werden im Gasvolumen zwischen den Elektroden gebildet, und somit wäre die Größe der Lawine, die durch ein Elektron gestartet wird, vom Entstehungsort dieses Elektrons abhängig. Daher wählt man die *Elektrodenanordnung* so, daß im größten Teil des Volumens die Feldstärke zu klein ist und die Primärelektronen erst in der Nähe des Drahtes genügend Energie aufnehmen. Damit wird erreicht, daß praktisch alle Primärelektronen die gesamte Vervielfachungszone durchlaufen und Lawinen gleicher Größe erzeugen. Bekannt sind die Zählrohre, die aus einem Kathodenzylinder mit einem axial ausgespannten, als Anode dienenden dünnen Draht bestehen.

Die Impulsform und ihre Entstehung sind analog zu den Erscheinungen in der Ionisationskammer. Nur ist eine *Zeitverzögerung* zu berücksichtigen; bei üblichen Zählerdimensionen und Zählerbetriebsverhältnissen ($r_k = 10$ mm, $r_a = 0{,}1$ mm, Argonfüllung von $p = 100$ Torr, $U = 1000$ V) benötigt ein Elektron eine Zeit von der Größenordnung 10^{-7} sec, um die Vervielfachungszone zu erreichen. Die Bildungszeit für die Lawine selbst ist nur von der Größenordnung 10^{-11} sec. Die Dauer des Gesamtimpulses ist natürlich auch hier durch die Laufzeit der Ionen von der Anode zum Kathodenzylinder bestimmt und beträgt 10^{-4} bis 10^{-3} sec. Betreibt man die Zählrohre mit kleinen Arbeitswiderständen, so erhält man Impulse mit einer Halbwertsbreite von etwa 10^{-7} sec. Ebenso ist der Einfluß der örtlich begrenzten Lawine, die nur eine Ausdehnung von etwa 1 mm in Richtung des Zähldrahtes hat, auf den allgemeinen Feldverlauf im Zähler so klein, daß der Proportionalzähler praktisch schon nach einigen 10^{-7} sec für den nächsten Impuls wieder aufnahmebereit ist. Der Vorteil des Proportionalzählers besteht somit darin, daß sich eine Totzeit, von der beim Auslösezähler noch die Rede sein wird, nicht wesentlich bemerkbar macht. Es ist daher durchaus möglich, α-Teilchen-Impulse bei gleichzeitiger hoher Beaufschlagung durch schwache γ-Strahlen-Impulse zu registrieren. Wenn allerdings die Impulsgrößen genau gemessen werden müssen, sollte die Impulsdichte einen Impulsabstand von etwa 100 μsec zulassen.

Von großer Bedeutung für die praktische Anwendung der Zähler — das gilt ebenso für die Auslösezähler — ist die Form der *Zählcharakteristik,* d. h. die Abhängigkeit der Zahl n der Impulse, die pro Zeiteinheit bei einer gegebenen Anordnung registriert werden, von der Zählrohrspannung U (Abb. 81). Treten

z. B. α-Teilchen einheitlicher Energie als gut ausgeblendetes Bündel in einen Proportionalzähler ein, so erhält man eine Charakteristik mit einem ausgeprägten horizontalen Bereich, dem sog. „Plateau": Dies bedeutet, daß alle einfallenden Teilchen registriert werden, die Impulsgröße liegt im Plateau über der Eingangsempfindlichkeit des angeschlossenen Verstärkers. Fallen aber α-Teilchen verschiedener Energie ein oder verbrauchen sie nicht alle ihre gesamte Energie im Zählvolumen, so steigt die Zählkurve viel langsamer an.

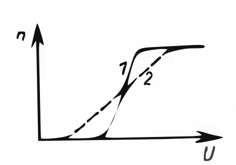


Abb. 81. Zählcharakteristiken eines Proportionalzählers für α-Strahlen gleicher (1) und verschiedener (2) Energie

Für β-Strahlen ist deren Reichweite meistens größer als die Zählrohrdimension. Man erhält dann ein Plateau im Proportionalbereich nur bei größerer elektronischer Verstärkung.

Von Bedeutung ist die Abhängigkeit des Gasverstärkungsfaktors von der Spannung. Bei einer Gasfüllung von ein- oder zweiatomigen Gasen oder Mischungen solcher Gase kann sich M evtl. um zwei Größenordnungen bei einer Spannungszunahme von 5 V am Zählrohr ändern. Das hängt damit zusammen, daß die in den Lawinen gebildeten Photonen zusätzlich Photoelektronen an der Kathode auslösen. Mischt man dagegen ein mehratomiges Gas bei, z. B. Methan, so wird die Abhängigkeit von M von der Spannung geringer. Die Erklärung liegt darin, daß mehratomige Moleküle ein hohes Absorptionsvermögen für ultraviolette Strahlung haben. Die in der Lawine entstandenen Quanten werden vor Erreichen der Kathode absorbiert; infolge der vielen Terme mit geringen Energiedifferenzen emittieren die Moleküle Lichtquanten kleinerer Energie, die keinen Photoeffekt mehr verursachen, falls sie nicht überhaupt photodissoziieren. Mit Füllungen, wie z.B. Argon-Methan, $p = 100$ Torr, 75% CH_4, können proportionale Verstärkungen von mehr als 10^4 erreicht werden. Damit ist es möglich, β-Strahlen und weiche Röntgenstrahlen zu zählen.

Zusammenfassend kann man feststellen: Wesentliche Vorteile des Proportionalzählers sind seine kleinen Auflösungszeiten, die die Zählung hoher Impulsdichten ermöglichen, und seine größere Stabilität. Nachteilig sind die hohen Anforderungen an die Konstanz der Speisegeräte; so muß z. B. für eine Impulsamplitudenmessung mit einer Genauigkeit von $\pm 3\%$ die Speisespannung auf etwa 0,1% stabilisiert sein. Weiterhin benötigt man stabile, hochverstärkende und schnelle Röhrenverstärker.

Für α-Teilchen-Zählung haben Proportionalzähler die Impulsionisationskammern völlig verdrängt. Da die Entladung sich nicht selbst aufrecht erhalten kann, muß nicht unbedingt ein polyatomares Gas (s. S. 142) verwendet werden. Es ist daher möglich, mit einer einfachen Gasfüllung zu arbeiten. Praktisch jedes Gas, selbst Luft, kann für diese Zwecke verwendet werden.

Eine Besprechung von Proportionalzählern kann nicht abgeschlossen werden, ohne auf *Neutronenzählrohre* kurz einzugehen.

Zum Nachweis thermischer Neutronen, deren mittlere Energie etwa 0,025 eV beträgt, bedient man sich der Kernreaktionen

$$_3Li^6 + {}_0n^1 = {}_1H^3 + {}_2He^4 + 4{,}78\ MeV,$$
$$_5B^{10} + {}_0n^1 = {}_3Li^7 + {}_2He^4 + 2{,}79\ MeV.$$

Am einfachsten wäre es, ein mit einer lithiumhaltigen oder Borschicht ausgekleidetes Zählrohr als Auslösezählrohr zu betreiben. Da häufig nur geringe Neutronenintensitäten gemessen werden und andererseits die aus der $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ Reaktion stammenden α-Teilchen maximal etwa 45 000 Ionenpaare bilden, zieht man es vor, im Proportionalbereich mit seinem geringen Nulleffekt zu arbeiten. Praktisch verwendet man keine mit Bor belegte Kathode, sondern eine Gasfüllung, z. B. Bortrifluorid oder Borsäuretrimethylester. Das Ansprechvermögen solcher Zählrohre beträgt einige Prozent. Durch Verwendung von Borverbindungen, in denen das im natürlichen Bor zu 18,8% vorkommende Isotop B^{10} angereichert ist, läßt sich das Ansprechvermögen maximal um den Faktor 5 steigern.

c) Das Geiger-Müller-Auslösezählrohr

Am häufigsten werden die Zählrohre im Auslösebereich betrieben. (Bereich *E* in Abb. 78). Infolge der höheren Spannung am Zählrohr treten Abweichungen von der für den idealen Proportionalzähler beschriebenen reinen Elektronenlawine auf: Es bilden sich mehr und mehr Photonen. Diese Photonen bewirken durch Photoeffekt am Zählgas und an der Kathode die Entstehung neuer Entladungszentren, so daß sich bei genügend hoher Spannung die Entladung über das ganze Zählrohr ausbreitet. Dabei ist die gebildete Ladungsmenge ausschließlich eine Funktion des elektrischen Feldes und der Zählrohrlänge. Dieser Punkt wird etwa bei einem Vervielfachungsfaktor von 10^6 bis 10^8 erreicht. Geiger-Müller-Zähler, d. h. im Auslösebereich arbeitende Zähler, sind deshalb die am meisten verwendeten Detektoren für kernphysikalische Untersuchungen, da sie Impulse gleicher Größe erzeugen, was für den Betrieb elektronischer Geräte sehr angenehm ist.

Man unterscheidet heute 2 Typen von Geiger-Müller-Zählrohren: die nichtselbstlöschenden und die selbstlöschenden.

Der Vorgang in den *nichtselbstlöschenden Zählrohren* ist in großen Zügen folgender: Die in der primären Lawine gebildeten Photonen lösen an der Kathode Photoelektronen aus, die ihrerseits Lawinen zünden usw., bis sich um die ganze Länge des Zähldrahtes eine Raumladungswolke, ein Raumladungsschlauch, gebildet hat, der für nunmehr noch ankommende Lawinen als virtuelle Anode mit merklich herabgesetzter Feldstärke wirkt. D. h., diese Lawinen erreichen nicht mehr die Intensität der früheren, und die Entladung kommt zunächst zum Erlöschen. Während die Elektronen sehr schnell in die Anode eintreten und aus dem Entladungsraum verschwinden, bleibt der positive Raumladungsschlauch infolge der viel geringeren Beweglichkeit der Ionen noch längere Zeit in Drahtnähe. In etwa 10^{-4} sec erreichen die Ionen die Kathode und lösen dort Sekundärelektronen

aus, welche nunmehr den Entladungsprozeß fortsetzen, da ja inzwischen die Feldstärke am Zähldraht auch wieder gestiegen ist. Ohne äußere Eingriffe würde also ein so betriebenes Zählrohr eine intermittierende Dauerentladung geben.

Zur *Löschung* ist die historische Methode der Verwendung sehr hoher Arbeitswiderstände von etwa $10^9\ \Omega$ bekannt. Damit wird die Zeitkonstante bei einer Kapazität des Zähldrahtes und des Eingangsgitters der ersten Verstärkerröhre $C = 10^{-11}$ F von der Größenordnung 10^{-2} sec, d.h., die in der Entladung gebildete Ladungsmenge bleibt lange auf dem Zähldraht sitzen und erniedrigt also auch ebensolange sein Potential, länger jedenfalls als der Ionenschlauch zur Abwanderung zur Kathode braucht. Eine solche Anordnung hat natürlich ein schlechtes Auflösungsvermögen und läßt die Zählung nur sehr geringer Impulsdichten zu. Deshalb hat man zur Löschung der Entladung besondere Schaltungen erdacht, die aber alle mit der Laufzeit der Ionen von etwa 10^{-4} sec rechnen müssen.

Ein interessanter Vorschlag von SIMPSON, die Ionenlaufzeit selbst zu verkürzen, soll noch Erwähnung finden: Man läßt die Ionen nicht zur Kathode, sondern zur Anode abwandern, in deren Nähe sie ja entstehen. Dazu muß man die Spannung am Zählrohr kurzzeitig umpolen. SIMPSON erreichte damit eine Verbesserung des Auflösungsvermögens um eine Größenordnung.

Einen wesentlichen Fortschritt ergab die Einführung der *selbstlöschenden Zählrohre*, die wir einer Zufallsentdeckung von TROST verdanken. Während die nichtselbstlöschenden Zählrohre ein- oder zweiatomige Füllgase verwenden, beruht der entscheidende Erfolg in der Zumischung polyatomarer Gase, wie z. B. Alkohol, der wohl am häufigsten verwendet wird. Eine Standardfüllung besteht aus etwa 90 mm Argon und 10 mm Alkohol. Die Ausbildung der ersten Lawine erfolgt genauso wie in den nichtselbstlöschenden Zählrohren mit einfacher Gasfüllung. Die Ausbreitung der Entladung aber zeigt andere Merkmale: Die in den Primärlawinen gebildeten Photonen, die beim nichtselbstlöschenden Zählrohr ohne Ionisationswirkung die Kathode erreichen, erfahren bei Gasen mit Zumischung polyatomarer Komponenten eine äußerst starke Absorption, die ihre freie Weglänge auf etwa 1 bis 2 mm begrenzt. Diese Photonen sind in der Lage (Anregungsenergie des Argon etwa 11,6 eV, Ionisierungsenergie des Alkohols etwa 11,3 eV), die Alkoholmoleküle zu ionisieren und neue Elektronen in unmittelbarer Nähe der Primärlawine zu bilden. Dieses Spiel wiederholt sich, und mit einer Geschwindigkeit von 10^6 bis 10^7 cm/sec überzieht sich der Anodendraht mit einem Ionenschlauch. Ein Beitrag von Photoelektronen aus der Kathode ist dagegen sehr gering. Nach Bildung des Ionenschlauches ist wiederum an der neu entstandenen virtuellen Anode die Feldstärke herabgesetzt, so daß Neuionisierung nicht weiter auftritt. Die Ionenraumladung wandert nunmehr zur Kathode. Auf dem Wege dorthin tritt ein Ladungstransport von den Argonionen zu Alkoholmolekülen auf, d.h., statt einer Argonionenwolke trifft eine Alkoholionenwolke an der Kathode ein. Die Alkoholionen sind aber nicht in der Lage, neue freie Elektronen aus der Kathode zu befreien, so daß damit der Ladungstransport im Zählrohr sein Ende findet: Die Entladung, die durch ein äußeres ionisierendes Mittel eingeleitet wurde, ist durch den inneren Mechanismus im Zählrohr gelöscht worden.

Betrachten wir den *Löschmechanismus* etwas genauer: Die primär in den Lawinen gebildeten Argonionen erfahren bei üblichen Drucken auf dem Wege zur Kathode etwa 10^5 Zusammenstöße. Ist die Ionisierungsenergie des polyatomaren Gases, etwa des Alkohols, kleiner als die des Argons, so wird ein Alkoholion entstehen. Die Dampfionen wandern zur Kathode und lösen durch Feldemission je ein Elektron ab, das sie neutralisiert. Da die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials aber üblicherweise kleiner ist als die Ionisierungsenergie des Dampfes, verbleibt das neutralisierte Dampfmolekül in einem Zustand hoher Anregung. Je komplexer nun die Dampfmoleküle sind, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß die angeregten Moleküle zerfallen, dissoziieren, bevor sie sich von der Anregungsenergie durch Lichtemission oder auf andere Weise befreien. Diesen Vorgang nennt man *Prädissoziation.* Auch wenn keine Prädissoziation auftritt, ist eine Löschwirkung möglich. Dazu muß gelten $E_j < 2\varphi$, wobei E_j die Ionisationsenergie des Gases und φ die Elektronenaustrittsarbeit des Kathodenmaterials ist. Dann reicht nämlich die Energie des nach Neutralisation des Ions ausgesandten Lichtquants nicht mehr aus, um ein Photoelektron zu befreien, und die Entladung erlischt ebenfalls. Diese Bedingung ist in Zählrohren mit Halogenzusatz befriedigt. Derartige Zählrohre zeichnen sich durch niedrige Arbeitsspannung, weitgehende Temperaturunabhängigkeit und größere Lebensdauer aus.

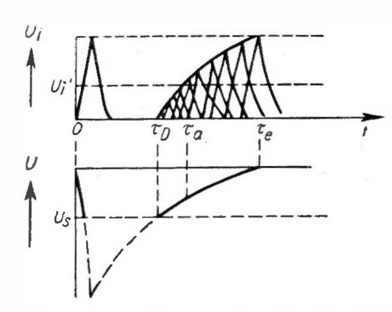


Abb. 82. Zur Bestimmung der Totzeit

Bei selbstlöschenden Zählrohren kann der Arbeitswiderstand klein sein, ohne daß er die Löschung der Entladung beeinträchtigt. Insbesondere kann man die Zeitkonstante des Zählrohrkreises kleiner als die Totzeit des Zählrohrs machen, so daß das Auflösungsvermögen vom Zählrohr allein bestimmt wird.

Den Begriff der *Totzeit* erläutert Abb. 82. Nach Zündung ist das Zählrohr für eine Zeit τ_D für weitere Primärionisationen unempfindlich. Dieses Zeitintervall ist durch die Wanderungsgeschwindigkeit der positiven Ionen von der Anode zur Kathode bestimmt und beträgt in Zählrohren üblicher Dimensionen etwa 100 bis 200 µsec. Sobald das Potential des Zähldrahtes den Wert der Schwellspannung U_s wieder erreicht hat, können neue Primärionisationen Lawinen bilden, die allerdings noch nicht die volle Intensität erlangen. Da aber das nachgeschaltete elektronische Gerät von einer bestimmten Größe U'_i an die Impulse registriert, wird man die Zeit τ_a als eigentliche *Auflösungszeit* bezeichnen müssen. Sie ist größer als die Totzeit. Das Zeitintervall von der Zündung einer Entladung bis zur Wiedererreichung des Arbeitspunktes nennt man die Wiederherstellungs- oder *Erholungszeit* τ_e. Diese ist wesentlich länger als die Totzeit und hängt vom Zählrohr ebenso wie von den Daten des äußern Zählkreises ab.

Die Totzeit ist keine Konstante, sondern muß eine Funktion der Betriebsweise des Zählrohrs sein. So kann sie für einen Arbeitspunkt in der Mitte des Plateaus

100 μsec, am oberen bzw. unteren Ende dagegen 70 bzw. 140 μsec betragen. Eine genaue Kenntnis der Auflösungszeit ist häufig unerläßlich, um bei hohen Zählgeschwindigkeiten die notwendigen Korrektionen für Zählverluste anbringen zu können. Es gilt folgende Beziehung: Treffen auf eine Zählanordnung im Mittel n ionisierende Partikel pro sec auf, so ist nach der Verteilung von Poisson (s. S. 146) die Wahrscheinlichkeit dafür, daß in der Zeit t gerade keine Partikel auftritt, e^{-nt}. In dem Zeitintervall dt anschließend an t wird aber eine Partikel mit der Wahrscheinlichkeit $n dt$ zu erwarten sein. Die Wahrscheinlichkeit, daß während einer Zeit t keine Partikel, in dem unmittelbar anschließenden Zeitintervall dt aber eine auftritt, ist also $e^{-nt} n dt$. Somit erhalten wir für die Verteilung der zeitlichen Abstände zwischen den Impulsen

$$p dt = n e^{-nt} dt. \tag{153}$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Impuls einem bereits registrierten Impuls innerhalb der Auflösungszeit τ folgt und somit nicht registriert wird, ergibt sich zu

$$P = n \int_0^{\tau} e^{-nt} dt = 1 - e^{-n\tau} \approx n\tau \quad \text{für} \quad n\tau \ll 1. \tag{154}$$

Ist $n = 10^2$ sec^{-1} und $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ sec, so ergibt sich ein Zählverlust von 2%. Bei genauen Messungen verwendet man häufig auch bei selbstlöschenden Zählrohren einen äußeren Löschkreis, mit dessen Hilfe die Auflösungszeit unabhängig vom Zählrohr genau definiert und größer als jede andere im System vorkommende, auf die Auflösung einwirkende Zeitkonstante gemacht wird. Denn die Auflösungszeit hängt – wie schon gesagt – von den Betriebsbedingungen des Zählrohrs und seiner Beaufschlagung ab.

Auch beim Auslösezähler müssen wir einige Bemerkungen über mögliche *Verzögerungen des Impulses* machen: Verzögerungszeiten spielen bei Koinzidenzmessungen, bei denen man also die Gleichzeitigkeit zweier Impulse innerhalb eines kleinen Zeitintervalls Δt nachweisen will, eine große Rolle und wurden auch mit dieser Meßmethodik erstmalig festgestellt. Zunächst einmal hängt der Beginn der Ausbildung der Primärlawine vom Ort der Entstehung der Primärionisation im Zählvolumen ab. Denn die Primärelektronen müssen erst in Drahtnähe gelangen, bis die Townsend-Lawine beginnt. Weiter ist für die Registrierung eines Impulses auch die Schwellempfindlichkeit der angeschlossenen Geräte wesentlich. Je schneller sich die Entladung längs des Anodendrahtes ausbreitet, desto schneller wird dieser Schwellwert erreicht. Das hängt also von der Betriebsweise des Zählrohres und auch von der Einfallsrichtung der Primärteilchen ab. Die beiden bisher genannten Erscheinungen sind für Verzögerungszeiten der Größenordnung 10^{-7} sec maßgebend.

Große Verzögerungszeiten können bei geringer Primärionisation und der Möglichkeit zur Bildung negativer Ionen entstehen. Der Prozeß ist der gleiche wie der bei der Besprechung der Nachimpulse auf S. 145 erwähnte. Er ist bestimmt durch die geringe Beweglichkeit der negativen Ionen.

Im Abschnitt über Proportionalzählrohre (s. S. 140) wurde bereits das Auftreten eines ***horizontalen Kurventeils*** erwähnt. Die Kurve gibt die Zahl der registrierten Impulse als Funktion der Zählrohrspannung wieder. Überschreitet die Impulsamplitude einen bestimmten Wert, der durch die angeschlossenen elektronischen Geräte bestimmt wird, so werden Impulse registriert. Die entsprechende Spannung am Zählrohr bestimmt seinen Schwellwert.

Da der Vervielfachungskoeffizient sehr schnell mit der Spannung zunimmt, ist bald eine Betriebsweise erreicht, bei der alle Impulse, die von Primärteilchen hervorgerufen werden, registriert werden. Von da ab sollte die Zählkurve horizontal verlaufen. In der Praxis wählt man den Arbeitspunkt etwa 100 bis 150 V oberhalb des Schwellwertes. Am Anfang des Zählbereiches ist die Ladungsmenge im Impuls von der Größenordnung 10^{-12} Coulomb/cm und kann am Ende des Plateaus den hundertfachen Wert erreichen. Tatsächlich wird immer ein schwacher, weiterer ***Plateauanstieg*** beobachtet (Abb. 83). In guten Zählrohren beträgt er einige Prozent pro 100 V.

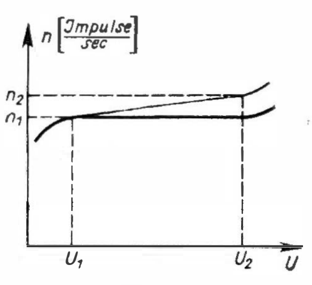


Abb. 83.
Schematische Zählrohrcharakteristik

$$\text{Plateauneigung} = \frac{200}{U_2 - U_1} \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$$
in %/100 V

Dieser Anstieg wird prinzipiell durch zwei Ursachen hervorgerufen. — Die erste liegt in der ***Vergrößerung des empfindlichen Volumens*** des Zählrohrs mit Zunahme der Spannung begründet. Das empfindliche Volumen ist das Volumen, in dem ein primärer Ladungsträger eine Zählrohrentladung hervorrufen kann. Die Erscheinung ist ein Randeffekt, denn mit zunehmender Spannung wird sich die Zone genügend hoher Feldstärke am Draht nach beiden Seiten hin ausdehnen. Der Effekt ist bei kleinen Zählrohren relativ am stärksten ausgeprägt. — Eine zweite wichtige Ursache für den Plateauanstieg ist die Entstehung von Impulsen, die nicht direkt durch Primärionen ausgelöst werden, nämlich ***Nachentladungen***. Die Zunahme ihrer Zahl mit der Zählrohrspannung ist zu verstehen, wenn man daran denkt, daß sich mit der Spannung auch die Zahl der Ionen pro Zählentladung und somit auch die Wahrscheinlichkeit für die Auslösung von Sekundärelektronen an der Kathode vergrößert. Das macht sich besonders nach längeren Betriebszeiten selbstlöschender Zählrohre bemerkbar; denn es wird — wie oben bemerkt — in jeder Entladung ein Teil der Dampfmoleküle in nicht löschfähige, niederatomare Moleküle zerfallen. Dies beschränkt auch die Lebensdauer der Zählrohre auf etwa 10^8 bis 10^9 Impulse (bei 1000 Imp/sec etwa 30 bis 300 Std.). Da der Plateauanstieg auch bei nichtselbstlöschenden Zählrohren, die mit einem äußeren Löschkreis betrieben werden, auftritt, müssen weitere Ursachen eine Rolle spielen. Es sind dies im wesentlichen die Elektronenauslösung durch metastabile Atome und die Bildung negativer Ionen. — Die Lebensdauer ***metastabiler Zustände*** kann sehr lang sein; solche Atome vagabundieren durch das Zählvolumen und können lange nach Eintreffen der Ionenschicht einen neuen Impuls auslösen. Um dies zu vermeiden, verwendet man reine Edelgase sehr selten, sie sind

praktisch unbrauchbar. Man mischt geeignete Gase hinzu, wie z.B. Wasserstoff, dessen Moleküle durch Stöße zweiter Art für die Beseitigung der metastabilen Zustände sorgen. – *Negative Ionen* bilden sich vor allem bei der Anwesenheit merklicher Mengen von O_2 und H_2O. Das ist ein wesentlicher Grund, bei der Herstellung von Zählrohren die vielfältig bewährten hochvakuumtechnischen Verfahren anzuwenden. Da die Beweglichkeit eines negativen Ions von der gleichen Größenordnung wie die des positiven Ions ist, erreicht ein im Gebiet niedriger Feldstärke an der Kathode gebildetes Ion die Anode etwa zur gleichen Zeit, zu der die Ionenwolke an der Kathode anlangt. Es ist also verständlich, daß eine Gasionisierung durch das negative Ion selbst oder aber durch sein Elektron, das es im Gebiet der hohen Feldstärke an der Anode verliert, zu einem falschen Impuls führen kann.

Wie für alle Meßgeräte, ist auch für Zählrohre die Frage des *Störpegels* von ausschlaggebender Wichtigkeit. Ein Geiger-Müller-Zählrohr registriert einige Impulse auch bei Abwesenheit jedes Strahlungspräparates. Diese Impulse entstehen im wesentlichen durch die Höhenstrahlung und durch γ-Strahlung aus der Umgebung, wenn man eine Eigenradioaktivität des zur Herstellung des Zählrohres verwendeten Materials außer Betracht lassen kann. Die Erscheinung wird *Nulleffekt* genannt, der bei Messungen von der beobachteten Impulszahl abgezogen werden muß. Diesem Verfahren liegt die Annahme zugrunde, daß der Nulleffekt konstant bleibt. Bei genauen Messungen ist daher eine häufigere Kontrolle unerläßlich, und zwar sollte man die Bestimmung des Nulleffektes unter denselben Bedingungen durchführen wie die Messung selbst. Wenn z.B. die Quelle groß ist und aus dickem Material besteht, so sollte sie durch ein vergleichbares Stück inaktiven Materials ersetzt werden, so daß die gleiche Absorption für die den Nulleffekt hervorrufenden Strahlungen entsteht.

Die Höhenstrahlung erzeugt einen der Projektionsfläche des Zählrohres proportionalen Nulleffekt. Er beträgt auf Meeresniveau in mittleren Breiten etwa 1 Imp/min · cm². Der durch γ-Strahlen hervorgerufene Nulleffekt ist von gleicher Größe, so daß man also insgesamt mit etwa

$$2 \text{ bis } 3 \text{ Nullimpulsen/min} \cdot \text{cm}^2$$

rechnen kann. Durch eine Bleiabschirmung von 5 cm Dicke kann man den Nulleffekt etwa auf die Hälfte reduzieren.

Um auf die Bedeutung des Nulleffektes näher einzugehen, erwähnen wir, daß die Wahrscheinlichkeit, bei einer mittleren Zerfallszahl $\bar{m}$ einer radioaktiven Quelle gerade m Zerfallsereignisse zu messen, durch die schon erwähnte *Poisson-Verteilung*

$$P(m) = \frac{\bar{m}^m}{m!} e^{\bar{m}} \tag{155}$$

gegeben wird. Für große Werte von m kann sie durch die Gaußsche Fehlerkurve ersetzt werden. Aus dieser Verteilung ergibt sich für das Quadrat des mittleren statistischen Fehlers

$$\sigma^2 = \overline{(\bar{m} - m)^2} = (\bar{m})^2 + \overline{m^2} - \overline{2\,\bar{m}\,m} = \overline{m^2} - (\bar{m})^2 = \bar{m}.$$

Der wahrscheinliche Fehler (die Wahrscheinlichkeiten für einen Fehler, größer oder kleiner als der wahrscheinliche Fehler zu sein, sind gleich groß) beträgt dann

$$r = 0{,}6745\,\sigma,$$

und die relativen Fehler ergeben sich zu

$$\sigma_{\text{rel}} = \frac{\sigma}{m} = \frac{1}{\sqrt{m}}, \qquad r_{\text{rel}} = \frac{0{,}6745}{\sqrt{m}}.$$

Um also einen relativen mittleren quadratischen Fehler von 1% zu erzielen, müssen 10^4 Impulse gezählt werden. Für einen wahrscheinlichen Fehler der gleichen Größe benötigt man nur etwa 4550 Impulse.
Der mittlere quadratische Fehler einer Impulszahl n, die während der Meßdauer t gezählt wurde, ist, auf die Zeiteinheit bezogen, somit

$$\pm\frac{\sqrt{n}}{t}.$$

Bei Arbeiten mit Zählrohren macht man gewöhnlich 2 Messungen. Zunächst wird während der Zeit t allein der Nulleffekt gemessen. Nehmen wir an, das Zählrohr registriert n_0 Impulse. Danach erfolgt eine zweite Messung, durch die während der Zeit T die von Nulleffekt und unbekannter Intensität zusammen erzeugte Impulszahl n_1 gemessen wird. Die unbekannte Intensität ergibt sich daraus zu

$$N = \frac{n_1}{T} - \frac{n_0}{t}.$$

Für den mittleren quadratischen bzw. relativen mittleren quadratischen Fehler von N folgt somit

$$\sigma_N = \pm\sqrt{\frac{n_1}{T^2} + \frac{n_0}{t^2}}, \qquad \sigma_{N_{\text{rel}}} = \pm\frac{\sqrt{\frac{n_1}{T^2} + \frac{n_0}{t^2}}}{\frac{n_1}{T} - \frac{n_0}{t}}. \tag{156}$$

Mit Hilfe dieser Formeln kann man errechnen, daß man bei Gleichheit von Nulleffekt und Intensität der zu messenden Strahlung dreimal so lange zählen muß, wie zur Erreichung der gleichen Genauigkeit bei vernachlässigbar kleinem Nulleffekt erforderlich ist.
Zur Ausmessung sehr schwacher Intensitäten ist also ein kleiner Nulleffekt von hervorragender Bedeutung.
In diesem Zusammenhang ist es angebracht, ein anderes Mittel zur Reduktion des Nulleffektes zu besprechen. Treten in mehreren Zählern Impulse genau gleichzeitig auf, so spricht man von *Koinzidenzen.* Echte Koinzidenzen entstehen z.B., wenn, wie beim Prozeß

$$\mathrm{Co}^{60} \rightarrow \mathrm{Ni}^{60} + e^- + 2\gamma,$$

gleichzeitig mehrere Teilchen oder Quanten emittiert werden. Unter „gleichzeitig" versteht der Experimentator Ereignisse, die innerhalb einer durch die Meßapparatur bestimmten Zeit auftreten. Es können aber auch falsche Koinzidenzen

auftreten, wenn diese Zeit zu groß ist oder aber die Einzelimpulse eine große zeitliche Länge haben. Deswegen läßt man von Zählrohrimpulsen erheblich kürzere Impulse, von z. B. 10^{-6} bis 10^{-7} sec, auslösen, die dann der Koinzidenzstufe zugeleitet werden. Eine Koinzidenzstufe ist eine Schaltung, die dann und nur dann einen Ausgangsimpuls abgibt, wenn auf ihren Eingang oder ihre Eingänge 2 Impulse innerhalb einer vorgegebenen Zeit auftreffen.

Dies Verfahren läßt sich gut am System von LIBBY zur Messung sehr schwacher C^{14}-Intensitäten erläutern. Es bestand die Aufgabe, in einem relativ großen Zähler etwa 100 Imp/min, hervorgerufen durch die weiche β-Strahlung des C^{14}, zu registrieren. LIBBY verwandte zunächst eine Abschirmung von 20 cm Eisen gegen γ-Strahlung. Zur Reduktion der durchdringenden Höhenstrahlmesonen wurde der C^{14}-Zähler von einem Kranz von anderen Zählrohren umgeben, so daß jedes im C^{14}-Zähler einen Impuls auslösende Meson mindestens einen der „Regenmantelzähler", wie sie genannt wurden, zum Ansprechen brachte. Alle Regenmantelzähler wurden parallel geschaltet. Der von dieser Gruppe abgegebene Impuls arbeitete in Antikoinzidenz mit dem Impuls des C^{14}-Zählrohres. Das bedeutet also, daß jeder Impuls aus dem C^{14}-Zählrohr, der mit einem Impuls der Regenmantelzähler koinzidiert, nicht gezählt wird, da er offensichtlich einem Meson und nicht einem C^{14}-β-Teilchen seine Entstehung verdankt.

Das *Ansprechvermögen* von Zählrohren ergibt sich aus der Formel von POISSON: Ist n die spezifische Ionisierung des Teilchens oder Quants (Zahl der Ionenpaare pro cm Weg bei 1 Atm Druck), p der Gasdruck in Atm und l die Weglänge des Teilchens im Zähler, so folgt für die Wahrscheinlichkeit, daß kein Ionenpaar gebildet wird, e^{-npl}, für das Ansprechvermögen somit $1 - e^{-npl}$ oder bei geringer Ionisation: npl.

Die spezifische Ionisierung der Höhenstrahlteilchen nimmt rasch mit der Ordnungszahl zu. Sie beträgt etwa für

He	H_2	Ne	A	X	Luft	Methan
5,9	6,0	12	29,4	44	21	16

Werte für die spezifische Ionisierung von α-Teilchen und β-Teilchen finden sich in § 19.

Wenn der Weg eines Höhenstrahlteilchens durch das Zählrohr also etwa 2 cm beträgt, so werden in einem typischen, mit Argon von 100 Torr gefüllten Zähler etwa 8 Ionenpaare gebildet. Die Wahrscheinlichkeit, daß kein Ionenpaar entsteht, ist e^{-8}, das Ansprechvermögen somit etwa 99,9%. Wenn der gleiche Zähler mit Wasserstoffüllung betrieben wird, ergibt sich ein kleinerer Wert von nur etwa 80%. Aus diesem Vergleich ist zu ersehen, daß es wichtig ist, ein Gas hoher spezifischer Ionisierung zu verwenden.

Für β-Strahlen und schwerere Teilchen beträgt das Ansprechvermögen praktisch immer nahezu 100%, wie ein Vergleich der Werte für die spezifische Ionisierung sofort erkennen läßt.

Besonderer Erwähnung bedarf das Ansprechvermögen von Zählern für γ-Strahlung und Röntgenstrahlen.

Die Messung von γ-Strahlung wird erst durch die im Kathodenmaterial oder Füllgas erzeugten Sekundärelektronen möglich. Insofern gilt das oben für die Registrierung von β-Strahlen Gesagte. Wesentlich ist aber die Frage der Wahrscheinlichkeit der Auslösung von Sekundärelektronen. Die Absorption der γ-Strahlung erfolgt hauptsächlich (s. S. 120) durch drei Prozesse: Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarbildung. Die Abhängigkeit der diesen Effekten entsprechenden Absorptionskoeffizienten von der Ordnungszahl des Kathodenmaterials und von der Quantenenergie bestimmen hauptsächlich die Verände-

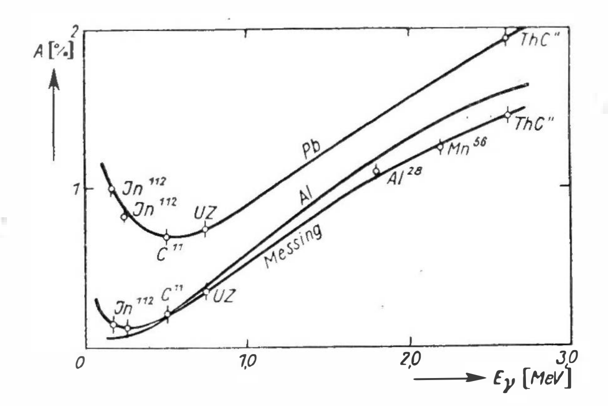


Abb. 84. Ansprechvermögen A für γ-Quanten von Zählrohren mit verschiedenem Kathodenmaterial

rung des Ansprechvermögens. Es ist leicht verständlich, daß eine Vergrößerung der Absorption durch größere Wandstärke der Kathode nur so lange eine Steigerung des Ansprechvermögens geben kann, als die Wandstärke noch kleiner als die Reichweite der Sekundärelektronen ist.

Für weiche γ-Strahlung, für die der Photoeffekt wesentlich ist, sind Kathoden aus Elementen hoher Ordnungszahl wie Wismut, Platin, Gold und Blei besonders vorteilhaft. In dem Energiebereich, in dem die γ-Quanten hauptsächlich infolge des Compton-Effekts Elektronen erzeugen, ist das Kathodenmaterial kaum von Einfluß auf das Ansprechvermögen; denn die freie Weglänge der Elektronen erweist sich annähernd umgekehrt proportional Z, während ihre Zahl proportional zu Z ist. Bei hohen γ-Energien empfiehlt sich infolge der Abhängigkeit des überwiegenden Prozesses der Paarbildung von Z^2 wieder die Verwendung schwerer Elemente. Abb. 84 vermittelt einen Überblick über die zu erreichenden Werte des Ansprechvermögens A. Nach noch höheren Energien steigt es rasch mit der Energie an. Für eine Aluminiumkathode mißt man bei einer γ-Energie von 25 MeV etwa 20%.

Die Messung weicher Röntgenstrahlung erfolgt entweder durch einen Photoeffekt an der Kathode oder in Zählern mit höherem Gasdruck durch Photoeffekt

am Gas. Für die Quantenausbeute in Metallen lassen sich relativ hohe Werte [1]) erzielen:

Strahlung	$h\nu$	Al	Cu	Au
$Zn - K_\alpha$	8,65 keV	33,5%	32,7%	36,8%
$Mo - K_\alpha$	17,5 keV	5,0%	9,65%	19,6%

Durch einen langen Weg im Zählrohr bei hohen Fülldrucken läßt sich ebenfalls eine erhebliche Absorption im Gas erzielen. Es ist auf diese Weise möglich, mit

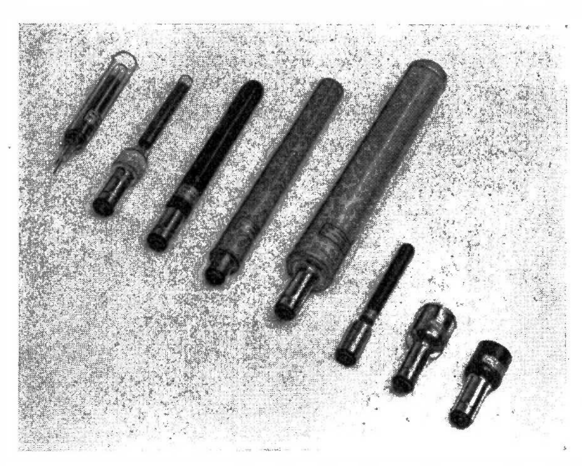


Abb. 85. Einige Zählrohrtypen des VEB Vakutronik, Dresden, v. l. n. r.: Küvetten-Flüssigkeitszählrohr, Eintauch-Flüssigkeitszählrohr, β, γ-Zählrohr, Neutronen-Zählrohr, Höhenstrahlen-Zählrohr, β, γ-Zählrohr, Glocken-Proportional-Zählrohr mit Glimmer-Fenster, Glockenzählrohr mit Glimmer-Fenster

Edelgasfüllung ein Ansprechvermögen von 50 bis 100% zu erreichen, das allerdings sehr stark energieabhängig ist.
Einige häufig verwandte Zählrohrtypen zeigt Abb. 85: rechts außen ein Glockenzählrohr, das an einem Ende senkrecht zur Achse durch ein dünnes Fenster aus Glimmer verschlossen ist.
Die β-Strahlung von Co^{60} (0,3 MeV, Halbwertszeit 5,3 Jahre) kann mit Fenstern von 2 bis 3 mg/cm² gemessen werden. Für die Emission von C^{14} (0,145 MeV, Halbwertszeit 5720 Jahre) braucht man dagegen Fenster von 1 mg/cm² oder weniger, um etwa 75% Durchlässigkeit zu erzielen.
Für Messungen an Flüssigkeiten sind dünnwandige Glaszählrohre (Abb. 85 links) vorgesehen.

d) Der Funkenzähler

Dem Funkenzähler liegt die schon seit langem bekannte Erscheinung zugrunde, daß der Zündverzug von Funkenstrecken durch Ionisierung der Luft zwischen den Elektroden aufgehoben wird. Man kann offensichtlich durch Einstrahlung ionisierender Teilchen ihre Anwesenheit durch den ausgelösten Überschlag regi-

---

[1]) Nach H. Saurer, Helv. Phys. Acta **23**, 381 (1950)

strieren. Auf diesem Prinzip beruht der von GREINACHER gebaute Funkenzähler. In den letzten Jahren findet besonders der Parallelplatten-Funkenzähler weitere Entwicklung und Anwendung.
Die Entladung wird zwischen zwei Elektroden mit einem Abstand von einigen Zehntel mm bei einer Spannung von 2000 bis 3000 V und einem Arbeitswiderstand von 50 bis 100 MΩ ausgelöst. Als Füllung benutzt man häufig Edelgase unter erhöhtem Druck. Da die Entladung lokalisiert ist, kann ihr Auftreten, falls eine Elektrode durchsichtig ist, von außen visuell oder photographisch registriert werden. Unter geeigneten Umständen tritt ein gutes Plateau der Zählcharakteristik mit nur geringer Neigung auf. Die Impulse haben eine Größe von einigen Hundert Volt.
Der wesentliche Vorzug der Funkenzähler liegt darin, daß die Streuung der Verzögerung des Funkenbeginns nach Durchgang des ionisierenden Teilchens sehr klein ist. Diese Tatsache gestattet, sehr kurze Zeitintervalle zu messen. Nach neueren Beobachtungen ist diese Streuung von der Größenordnung 10^{-10} sec.

§ 22. Der Kristallzähler

Bei den im Vorhergehenden beschriebenen Detektoren wurde die durch Elementarteilchen und Quanten in Gasen hervorgerufene Ionisation zur Messung ausgewertet. Aber auch in festen Körpern lassen sich Ladungsimpulse nachweisen.
Bei Eintritt eines γ-Quants in einen geeigneten Kristall werden durch das auftretende Photo- oder Compton-Elektron freie Sekundärelektronen, ähnlich wie bei der Gasionisierung, erzeugt. In gleicher Zahl entstehen positive Ionen, wenn die Elektronen ihren Platz verlassen. Im Gegensatz zu den im Gas ablaufenden Prozessen sind die Ionen im festen Körper bei der Arbeitstemperatur praktisch unbeweglich. Infolge des in dem Kristall bestehenden elektrischen Feldes, das durch zwei an ihm anliegende spannungführende Elektroden erzeugt wird, wandert die Sekundärelektronenwolke durch den Kristall in Richtung zur positiven Elektrode, bis die einzelnen Elektronen in Fangstellen (traps) festgehalten werden. Diese Fangstellen können durch Verunreinigungen, Fehlstellen u. a. gebildet werden. Bei der Ladungsverschiebung im Kristall entstehen Impulse im äußeren Kreis, die nach evtl. Verstärkung zum Nachweis benutzt werden.
Eine wesentliche Voraussetzung für die Anwendung eines Kristalls ist es, daß er bei Abwesenheit ionisierender Strahlung ein sehr guter Isolator ist. Diamanten erfüllen diese Forderung bereits bei Zimmertemperatur, Silberchlorid dagegen muß bis zur Temperatur der flüssigen Luft abgekühlt werden. Gute Zähleigenschaften sind außerdem noch an Thalliumhalogeniden beobachtet worden.
Als Vorteil gegenüber den Gaszählern gilt die Steigerung des mit der erhöhten Absorption verbundenen Ansprechvermögens für γ-Quanten. Für eine γ-Energie von etwa 5 MeV beträgt der Absorptionskoeffizient von AgCl etwa 0,2 cm^{-1}, d.h., in einem Kristall von 1 cm Dicke werden 18% der γ-Quanten absorbiert. Zu höheren Energien steigt der Absorptionskoeffizient infolge der zunehmenden Wahrscheinlichkeit der Paarbildung und zu niederen Energien infolge häufiger

werdenden Compton- bzw. Photoeffekts an. Es ist weiterhin sichergestellt, daß zur Erzeugung eines Ladungsträgers nur etwa 8 bis 10 eV und nicht – wie z. B. in Luft – 33 eV aufgewendet werden müssen.

§ 23. Der Szintillationszähler[1])

Einer der ersten Strahlungsdetektoren war der Szintillationszähler, mit dessen Hilfe Rutherford bei Streuversuchen von α-Teilchen an dünnen Metallfolien den Atomkern entdeckte. Energiereiche Elementarteilchen rufen beim Auf-

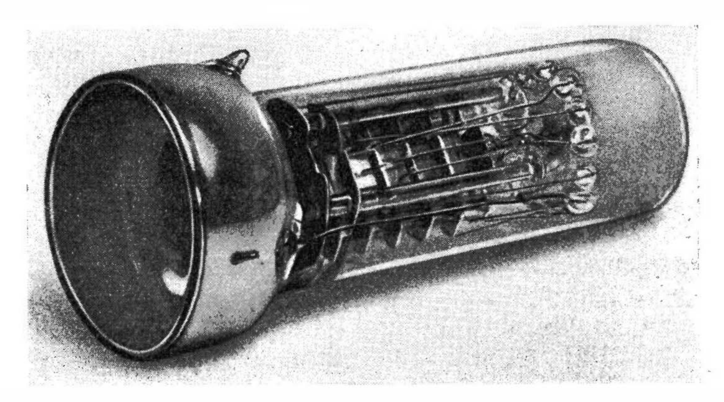


Abb. 86. Photovervielfacher des VEB Carl Zeiss Jena

treffen auf geeignete Phosphore eine *Lichtemission* hervor, die unter Umständen so groß ist, daß das menschliche Auge den von einem einzelnen Teilchen hervorgerufenen Lichtblitz wahrnehmen kann.

Mit der Entwicklung der elektrischen Zählmethoden geriet dieser Detektor in Vergessenheit, und erst im Jahre 1945 erfuhr er eine neue Entwicklung. Heute gehört der Szintillationszähler zu den vollkommensten Meßgeräten der Kernphysik.

Statt des menschlichen Auges als Registriergerät benutzt man einen *photoelektrischen Vervielfacher* (Abb. 86). In einer solchen Röhre werden durch Lichtquanten an einer Photokathode Photoelektronen ausgelöst; nach Beschleunigung durch ein elektrisches Feld treffen diese auf eine Elektrode auf, die mit einem Material hoher Sekundärelektronenausbeute bedeckt ist. Die an dieser Dynode genannten Elektrode erzeugten Sekundärelektronen werden auf eine weitere Dynode beschleunigt, lösen dort ihrerseits Sekundärelektronen aus usw. Jedes primäre Photoelektron verursacht somit eine kaskadenartige Vervielfachung, so daß an der Ausgangssammelelektrode, der Anode, ein Elektronenpaket von z. B. $M = 10^8$ Elektronen pro Primärelektron erscheint. Eine Vervielfachung von dieser Größe wird z. Z. sicher beherrscht. Die zeitliche Breite des Ausgangsimpulses beträgt etwa $5 \cdot 10^{-9}$ sec. Sie wird im wesentlichen durch

[1]) Siehe Fußnote auf S. 134.

verschiedene Laufzeiten der Elektronen im Vervielfacher hervorgerufen. Die statistische Schwankung dieses Wertes bestimmt das Auflösungsvermögen des Szintillationszählers. Offensichtlich ist er allen anderen Strahlungsdetektoren weit überlegen. Es wurden Zeitdifferenzen von 10^{-9} sec und weniger mit Szintillationszähleranordnungen gemessen.

Wenn die Kollektorkapazität des Vervielfachers 20 pF beträgt, so erzeugt ein einzelnes Primärelektron einen *Ausgangsimpuls* von

$$\Delta V = \frac{Me}{C} = \frac{10^8 \cdot 1{,}59 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 10^{-11}} \sim 1\,\text{Volt}. \qquad (157)$$

Hinzu kommt, daß der Rauschpegel in der Hauptsache durch die statistischen Schwankungen in der Zahl der primären Photoelektronen bestimmt wird; der Vervielfachungsprozeß, der ja auch statistischen Gesetzen unterworfen ist, liefert zum Ausgangsrauschpegel nur einen Beitrag von 10 bis 15%. Der große Gewinn bei der Verwendung der Sekundärelektronenvervielfacher (SEV), der darin besteht, daß das Signal weit über den Rauschpegel der angeschlossenen Geräte gehoben wird, muß demnach nicht mit einer wesentlichen Verschlechterung des Signal/Rausch-Verhältnisses innerhalb des Vervielfachers erkauft werden.

Eine Meßanordnung mit einem Szintillationszähler (Abb. 87) sieht etwa folgendermaßen aus: Das fluoreszierende Material, der Szintillator *1*, ist von einem Reflektor *2*, etwa Aluminiumfolie, zur Verbesserung der Lichtsammlung umgeben, und durch eine geeignete Kittschicht *3*, z. B. Kanadabalsam oder einem Öl zur Reduktion von Reflexionsverlusten, auf dem Vervielfacher *4*, gegenüber der Photokathode *5* aufgebracht. Der Ausgang des Vervielfachers ist mit zusätzlichen elektronischen Hilfsgeräten verbunden.

Betrachten wir die Elementarprozesse bei der *Registrierung eines α-Teilchens* von z. B. 3 MeV Energie, das auf einen ZnS-Phosphor auftrifft. Die ZnS-Schicht muß dick genug sein, um das α-Teilchen völlig abzubremsen (10 bis 20 mg/cm²). Der Wirkungsgrad der Energiekonversion beträgt etwa 20%, so daß also im Mittel zur Emission eines Quantes von 3 eV (∼ 4000 Å) 15 eV aufgewendet werden müssen. Das α-Teilchen liefert somit $\sim 2 \cdot 10^5$ Lichtquanten. Unter Annahme einer optischen Kopplung zwischen Szintillator und Photokathode von etwa 50% stehen demnach zur Auslösung von Photoelektronen etwa 10^5 Lichtquanten zur Verfügung. Die heute fast ausschließlich in Photovervielfachern für diese Zwecke angewendete, zuerst von Görlich beschriebene Cäsium-Antimon-Photokathode hat eine Quantenausbeute von etwa $3 \cdot 10^{-3}$ pro μA/Lm, d.h., eine Photokathode mit einer Empfindlichkeit von 30 μA/Lm (wie sie leicht herstellbar ist) emittiert im Mittel für 10 auffallende Lichtquanten ein Photoelektron. Im Falle idealer Lichtsammlung benötigte man also etwa 150 eV im Szintillator verbrauchter Energie pro Photoelektron. Somit erhalten wir durch das α-Teilchen 10^4 Photoelektronen, die nach einer Vervielfachung um den

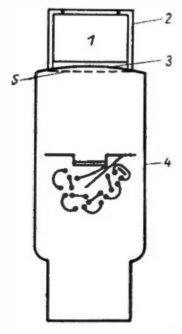


Abb. 87. Aufbau eines Szintillationszählers (1 = Kristall, 2 = Reflexionsschicht, 3 = optischer Kontakt, 4 = Photovervielfacher, 5 = Photokathode)

Faktor 10^6 an der Ausgangskapazität von 20 pF einen Impuls von $\sim$100 V liefern. Diesen Werten ist der Nulleffekt gegenüberzustellen: Die Photokathode hat, wie leicht verständlich, eine kleine thermische Austrittsarbeit von etwa 1,3 eV. Das bedeutet, daß auch schon bei Zimmertemperatur eine Elektronenemission ohne Belichtung auftritt (10^{-15} bis 10^{-14} A/cm^2). Die Impulse dieses Null- oder Dunkeleffektes werden von einzelnen, selten von einigen thermischen Elektronen hervorgerufen und sind somit um mehrere Größenordnungen kleiner als die Nutzimpulse (Abb. 88). Durch geeignete Röhrenschaltungen, im einfachsten Fall durch eine diskriminierende Gittervorspannung der Eingangsröhre des an den SEV angeschlossenen elektronischen Geräts, können die Nullimpulse praktisch völlig abgeschnitten werden. Auf der Ordinate ist in logarithmischer Teilung n in Imp/min und auf der Abszisse die Impuls-Amplitude eM aufgetragen.

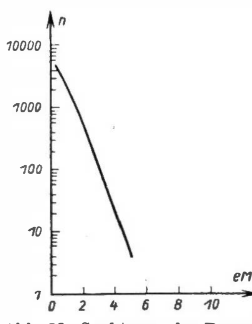


Abb. 88. Spektrum der Rauschimpulse eines Photovervielfachers nach Morton (M = Vervielfachung)

Die großen Vorteile der Verwendung des Szintillationszählers treten erst bei der Untersuchung von energiereichen Quanten in Erscheinung, für welche die Ausbeute von Gaszählern in der Größenordnung von nur 1% liegt. Ein für diese Zwecke geeigneter Szintillator hat zwei Bedingungen zu genügen: Er muß bei starker Absorption der Primärstrahlung eine hohe Lichtausbeute haben, und außerdem muß der Absorptionskoeffizient für die emittierte Strahlung klein sein, da man andernfalls nicht die zur Absorption von β- oder γ-Strahlen notwendig dicken Szintillatoren verwenden könnte. Diese Forderungen werden von vielen organischen Substanzen erfüllt. Man kann praktisch damit rechnen, daß pro 1000 eV im Szintillator verbrauchter Energie ein Photoelektron in den Vervielfacher eintritt. Das zeigt also, daß Quanten und Teilchen mit einer Energie oberhalb etwa 10 keV bequem nachgewiesen werden können, da sie Primärimpulse von etwa 10 Elektronen erzeugen (Abb. 89a). Das Ansprechvermögen nähert sich ebenfalls 100%. Nur für energieärmere Strahlung wird das Rauschproblem schwieriger (Abb. 89b). In solchen Fällen kann es notwendig werden, die Zahl der Nullimpulse durch Kühlung der Photokathode herabzusetzen. Bei der Temperatur der festen Kohlensäure beträgt die thermische Emission nur noch etwa 1% von der bei Zimmertemperatur. Von ausschlaggebender Wichtigkeit ist es, daß die Photokathode des Vervielfachers eine hohe Empfindlichkeit hat. Denn jede Verringerung reduziert nur die Zahl der Rauschimpulse, nicht aber ihre Größe, während die Signalimpulse direkt der Photoempfindlichkeit proportional sind.

Für energiereiche Strahlung treten Abweichungen von einer 100%igen Wirksamkeit nur für *γ-Strahlen* auf. Ein NaJ-Kristall von 5 cm Dicke absorbiert etwa 70% harter γ-Strahlung. Um den Wert auf 90% zu erhöhen, müßte der Kristall doppelt so groß sein. Es ist verständlich, daß so große Kristalle unter Umständen schwierig herzustellen und teuer sind. Außerdem sind die Lichtimpulse an der Photokathode selbst bei Einfall monoenergetischer γ-Strahlung infolge der Eigen-

absorption und Reflexionsverluste verschieden groß. Bei kleineren Kristallen sind diese Effekte relativ viel weniger ausgeprägt. Deswegen begnügt man sich häufig mit einem Ansprechvermögen von 70%.

Zum Nachweis von *Neutronen* benutzt man die Anregung, die in organischen Substanzen durch Rückstoßprotonen hervorgerufen wird. Das Ansprechvermögen ist hoch. Langsame Neutronen weist man auf dem Umweg über die Kernreaktionen

$$Li^6(n, \alpha)H^3 \qquad \text{oder} \qquad B^{10}(n, \alpha)Li^7$$

nach. Dazu eignen sich z. B. Kristalle von LiJ, das mit Europium aktiviert ist, Lithiumdisilikat mit einer Ausbeute von 40% oder, im anderen Fall, flüssige Szintillatoren mit einem Borgehalt.

In Tabelle 6 sind einige charakteristische, häufig verwendete Szintillatoren und die Abklingzeitkonstanten ihres Fluoreszenzleuchtens aufgeführt.

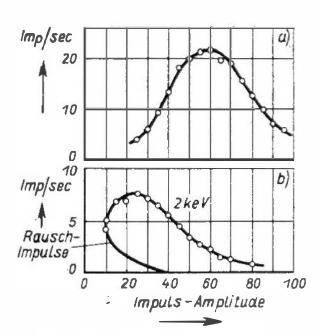


Abb. 89. Impuls-Spektren aus Messungen mit Szintillationszählern
a) Röntgenstrahlen von 8 keV,
b) Röntgenstrahlen von 2 keV

Tabelle 6. Abklingzeitkonstanten einiger Szintillatoren

ZnS (Ag)	5 µsec
NaJ (Tl)	0,25 µsec
Naphthalin	0,07 µsec
Anthrazen	0,03 µsec
Terphenyl	0,008 µsec
Stilben	0,008 µsec

Wenn die erforderliche Größe und Form des Szintillators aus festen Szintillatoren nicht herstellbar ist, finden mit Vorteil szintillierende Flüssigkeiten Anwendung. Die mit ihnen erzielbare Zeitauflösung ist sehr hoch: Es wurden für Terphenyl in Xylol Werte von 10^{-10} sec festgestellt.

Der Photovervielfacher muß sich durchaus nicht am Ort des Szintillators befinden, vielmehr ist es möglich, das Licht vom Szintillator zur Photokathode des Vervielfachers durch Lichtleiter zu leiten. Das ist z. B. nötig, wenn die Magnetfelder eines

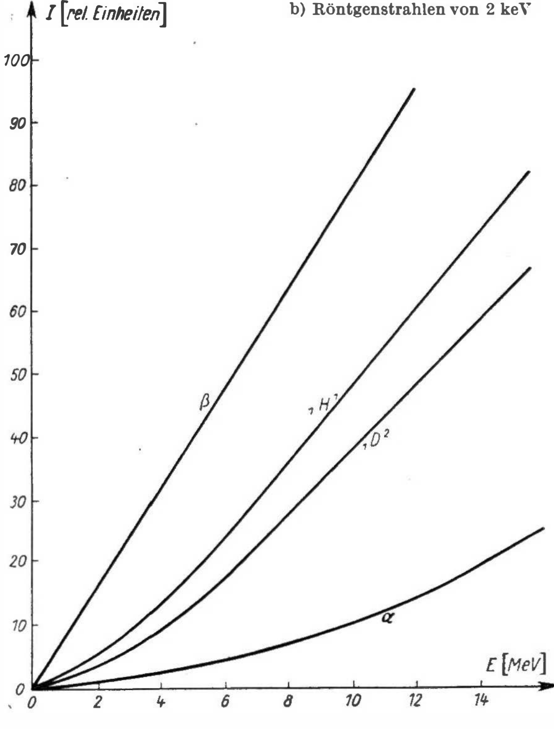


Abb. 89 c. Fluoreszenzausbeute von Anthrazen

β-Spektrometers oder Zyklotrons eine nahe Aufstellung des Vervielfachers nicht zulassen; die Magnetfelder würden störend auf die Elektronenbahnen im Vervielfacher einwirken. Die einfachste Lichtleitung ist die Ausnutzung der totalen Reflexion in Quarzstäben oder organischen Substanzen wie Plexiglas und Polystyrol. Wenn die Oberflächen der Lichtleiter gut poliert sind, betragen die Lichtverluste nicht mehr als $\sim 50\%$, selbst bei Längen von einem Meter oder mehr. Bei Umhüllung des Lichtleiters mit einer stark reflektierenden metallischen Hülle kann der Verlust bei geringen Längen auf 20% herabgesetzt werden.
Um mit dem Szintillationszähler Energiemessungen an Einzelteilchen durchzuführen, ist es notwendig, den Zusammenhang zwischen der im Szintillator absorbierten Energie und der Zahl der emittierten Photonen zu prüfen. Es wurde festgestellt, daß häufig ein linearer Zusammenhang besteht (Abb. 89c). Allgemein gilt, daß bei zunehmendem spezifischem Energieverlust des Teilchens im Szintillator eine Sättigung der Fluoreszenz und damit eine Abweichung von der Linearität auftritt.

§ 24. Der Čerenkov-Zähler

Die Čerenkov-Strahlung (s. S. 129) wird zum Nachweis und zur Energiebestimmung hochenergetischer Teilchen benutzt. Der Effekt kann z. B. für Elektronen mit $\beta \sim 1$ in Plexiglas ($n \sim 1{,}5$) gut beobachtet werden. In diesem Beispiel ergibt sich $\vartheta = 48°$. Setzt man $d f = 3 \cdot 10^{14}$ Hz, was etwa der Breite des sichtbaren Spektrums entspricht, so muß die Emission von etwa 250 Lichtquanten/cm erwartet werden. Bei einer Energie der Lichtquanten von etwa 3 eV bedeutet dies einen Energieverlust von 750 eV/cm, der sehr klein gegen die für Anregungs- und Ionisationsakte verbrauchte Energie ist.
Die errechnete Zahl von Lichtquanten ist aber durchaus groß genug, um in einem Photovervielfacher ein Signal zu erzeugen, das genügend weit über dem Rauschpegel liegt. Als besondere Vorteile der Čerenkov-Zähler sind ihre Unempfindlichkeit gegen γ-Strahlung und ihr hohes Auflösungsvermögen zu nennen. Wenn das Elektron mit $\beta \sim 1$ einen Plexiglaszylinder von 10 cm Länge durchsetzt, so beträgt die Zeitdifferenz zwischen den am Anfang und den am Ende des Zylinders ausgelösten Lichtquanten etwa $4 \cdot 10^{-10}$ sec.
Die Abhängigkeit des Winkels ϑ von der Teilchengeschwindigkeit macht den Čerenkov-Zähler zu einem unentbehrlichen Gerät zur Energiebestimmung hochenergetischer Teilchen.

§ 25. Die Wilson-Kammer

Das der Wilson-Kammer zugrunde liegende Prinzip rührt von einer Beobachtung C. T. R. Wilsons her, daß Ionen als *Kondensationskeime* für Tröpfchen in übersättigten Dämpfen dienen können. Wilson erzeugte die Übersättigung in einfachster Weise durch eine schnelle adiabatische Expansion von mit Wasserdampf gesättigter Luft. Dies bewirkt eine Temperaturerniedrigung: Der Dampf wird übersättigt. Wenn das Volumen frei von Staubteilchen ist, bleibt die Über-

sättigung erhalten, falls nicht einige Ionen vorhanden sind. An diesen beginnt die Kondensation von Dampfmolekülen bis zur Bildung von sichtbaren Tröpfchen, die somit den Ort der Ionen erkennen lassen. Durch Beleuchtung des Dampfes nach der Expansion kann die Verteilung der Ionen photographiert werden. Ist z. B. ein ionisierendes Teilchen durch das Beobachtungsvolumen geflogen, so kann seine Bahn an Hand der aneinandergereihten Tröpfchen festgestellt werden. Schlüsse auf die Natur des Teilchens lassen sich aus der Dichte der Tröpfchen, d.h. aus der pro Wegeinheit gebildeten Ionenzahl, ziehen.

Der grundsätzliche Unterschied der Wilson-Kammer — und der anschließend zu besprechenden Kernspuremulsionen - gegenüber den bisher beschriebenen Strahlungsdetektoren besteht darin, daß sie gestattet, mit großer Genauigkeit den *räumlichen Verlauf der Teilchenbahn* mit Einschluß von Sekundärprozessen zu beobachten.

Wilson konnte zeigen, daß in einer Luft-Wasserdampf-Mischung bei einem Expansionsverhältnis $1{,}25 < k < 1{,}31$ Kondensation an negativen und bei $1{,}31 < k < 1{,}38$ an positiven Ladungsträgern auftritt, während sich für $k > 1{,}38$ auch ohne Vorhandensein von Ladungsträgern ein dichter Nebel bildet. Bei Kenntnis von $\varkappa = c_p/c_v$ der verwendeten Füllgase sowie der Dampfdruckkurve des beigemischten Dampfes kann das optimale Expansionsverhältnis für jede Mischung berechnet werden. Häufig werden z. B. verwendet:

Luft	+ Wasser
Luft	+ Tetrachlorkohlenstoff
Luft	+ Alkohol
Stickstoff	+ Alkohol/Wasser
Argon/Sauerstoff	+ Alkohol/Wasser

Eine Erweiterung der Anwendung der Wilson-Kammer wurde durch Skobelzyn eingeleitet; durch Einbringen der Kammer in ein Magnetfeld werden die Bahnen gekrümmt. Aus der Krümmung kann der Impuls in bekannter Weise bestimmt werden:

$$m v = ze\,(H\varrho)\,. \qquad (158)$$

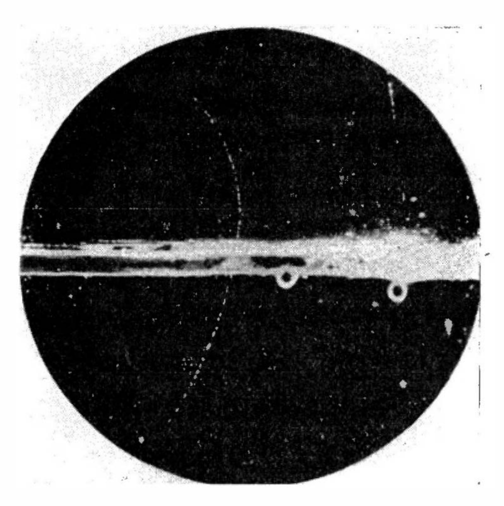


Abb. 90. Positronbahnspur nach C. D. Anderson

Dabei bedeuten H die Magnetfeldstärke, ϱ den Krümmungsradius der Bahn, ze die Ladung, m die Masse und v die Geschwindigkeit des Teilchens.

Im Jahre 1933 konnte durch C. D. Anderson auf diese Weise der erste klare Beweis für die Existenz des Positrons erbracht werden (Abb. 90).

Will man bei Untersuchung seltener Vorgänge nicht unnötig viel Mühe und Zeit aufwenden, indem man die Wilson-Kammer ununterbrochen arbeiten läßt und es dem Zufall überläßt, auf den photographischen Aufnahmen das gewünschte

Ereignis zu finden, so kann man die Wilson-Kammer nur dann auslösen lassen, wenn das erwartete Ereignis eintritt. BLACKETT hat als erster *vollautomatische Kammern* angewendet: Man bringt oberhalb und unterhalb der Kammer Zählrohre an, die die Expansion nur bei koinzidierenden Impulsen in ihnen bewirken. Damit infolge der unvermeidbaren Zeitverzögerung zwischen Durchgang des Teilchens und Ende der Expansion die durch das Teilchen gebildete Nebelspur durch Diffusion der Tröpfchen nicht zu sehr verschwimmt, muß diese Zeitdifferenz durch geeignete Maßnahmen klein gehalten werden. Die Auslösung der Kammer durch das zu untersuchende Ereignis selbst kann natürlich gegenüber dem beschriebenen einfachen Beispiel in vielfacher Weise abgewandelt werden.
Die Anwendung der Expansionskammer ist durch den Umstand beschränkt, daß sie nur für eine kurze Zeit nach der Expansion ($\frac{1}{100}$ bis $\frac{1}{10}$ sec) aufnahmebereit ist. Weiterhin ist ihr Arbeitszyklus relativ langsam. Man versuchte daher seit langer Zeit, Kammern ohne diese Nachteile oder gar kontinuierlich funktionierende Kammern zu schaffen.
Nach Bemühungen, auf chemischem Wege dauernd ein Gebiet geeigneter Übersättigung aufrechtzuerhalten, hat sich in den letzten Jahren besonders die *Diffusions-Nebelkammer* bewährt: Der Boden der Kammer, die das Gas-Dampf-Gemisch enthält, wird z.B. durch feste Kohlensäure auf einer Temperatur von $-70°$ C gehalten. Am oberen Rand der Kammer befindet sich ein Vorratsgefäß, das z.B. mit Methylalkohol von $+30°$ C gefüllt ist; an dieser Stelle ist das Gas mit dem Dampf gesättigt. Bei der Diffusion zum Boden gelangt der Dampf in kühlere Zonen und wird somit übersättigt. Als Nachteil ist zu erwähnen, daß die Tröpfchen älterer Spuren, die langsam im Schwerkraftfeld absinken, die Beobachtung neuer Spuren nach einer gewissen Zeit stören. Daher muß die Kammer häufiger durch Anlegen eines elektrischen Feldes von den geladenen Nebeltröpfchen gesäubert werden.
Als neueste Entwicklung muß die *Blasenkammer* erwähnt werden. In überhitzten Flüssigkeiten bilden sich nach Durchgang eines Teilchens an den Ionen Dampfbläschen. Ihr offensichtlicher Vorteil besteht in der stärkeren Bremsung hochenergetischer Teilchen gegenüber der Gaskammer.

§ 26. Kernspuremulsionen

Die modernen photographischen Emulsionen für kernphysikalische Untersuchungen registrieren nicht nur die Bahnspur eines ionisierenden Teilchens, sondern sie geben darüber hinaus Aufschluß über die Energie und den spezifischen Energieverlust dieses Teilchens. Die Eigenschaft der beim radioaktiven Zerfall emittierten Strahlung, die photographische Platte zu schwärzen, führte zur Entdeckung der Radioaktivität. Zu einem quantitativen Meßinstrument wurde die photographische Emulsion jedoch erst, nachdem — ausgehend von feinkörnigen Bromsilberschichten für lichtoptische Zwecke — spezielle Kernspurenemulsionen geschaffen worden waren, welche gegenüber den lichtoptischen Emulsionen einen stark erhöhten Bromsilbergehalt (etwa 80 Gew.-%) und ein extrem feines Korn

besitzen. Die Korndurchmesser von Emulsionsarten liegen zwischen 0,1 und 0,5 μ. Die Emulsionen werden in Schichtdicken von 0,05 bis 1 mm verwendet.
Dem Experimentator stehen verschiedene Typen handelsüblicher Kernspuremulsionen mit *unterschiedlicher Empfindlichkeit* zur Wahl. Die Typen sind charakterisiert durch die mindest erforderliche Energie, die dem einzelnen Bromsilberkorn übertragen werden muß, um es entwickelbar zu machen, d.h. durch den mindest erforderlichen *spezifischen Energieverlust*, den ein Teilchen beim Durchfliegen der Emulsion erleiden muß, um eine entwickelbare Bahnspur zu hinterlassen. Sehr unempfindliche Emulsionen sprechen nur auf die stark ionisierenden Spaltprodukte oder sonstige schwere Ionen an. Emulsionen mittlerer Empfindlichkeit registrieren Mesonen, Protonen und α-Teilchen bis zu einer bestimmten maximalen Energie, bei welcher der spezifische Energieverlust geradenoch den erforderlichen Betrag besitzt, um ein latentes Bild zu erzeugen. Die empfindlichsten Emulsionen vermögen alle ionisierenden Teilchen zu registrieren.
Bei *bekannter* Teilchenart läßt sich die *Energie* des Teilchens aus seiner Reichweite in der Emulsion bestimmen. Energie-Reichweite-Kurven sind für Elementarteilchen und verschiedene schwere Ionen experimentell bestimmt und theoretisch gedeutet worden. Um *unbekannte* Teilchen zu identifizieren, muß man *drei voneinander unabhängige Meßgrößen* aus der Bahnspur ermitteln. Ist die Ladung des Teilchens aus anderen Erwägungen bekannt, genügen zwei Parameter, um seine Masse und seine Energie zu errechnen. Die Reichweite ist nur dann zu verwenden, wenn die Bahnspur in der Emulsion endet. An anderen beobachtbaren Größen bietet die photographische Emulsion die Korndichte, den mittleren Streuwinkel, Zahl und Länge der δ-Bahnen[1]) und daraus abgeleitete Bestimmungsstücke, und schließlich ist auch die Ablenkung im Magnetfeld der Messung mit Kernspuremulsionen zugänglich gemacht worden (s. a. S. 132).
Die Zahl der Körner, die auf der Längeneinheit der Bahnspur entwickelbar gemacht werden, hängt – wie gesagt – von der *spezifischen Ionisierung*, die das Teilchen erzeugt, ab und kann nach Eichung der Emulsion zur Messung dieser Größe innerhalb gewisser Grenzen verwendet werden. Die Grenzen sind dadurch gegeben, daß bei zu geringem Ionisierungsvermögen die Bahnspur in dem allgemeinen Untergrund statistisch verteilter Körner nicht mehr erkennbar ist bzw. daß bei zu großem spezifischem Energieverlust alle getroffenen Körner entwickelt werden. Man kann in diesem Falle die photometrisch ermittelte Breite der Bahnspur zur Bestimmung des Energieverlustes benutzen.
Der *mittlere Streuwinkel* ist eine Größe, die sich statistisch aus den Ablenkungen zusammensetzt, die das Teilchen längs seines Weges durch die Emulsion an den in der Emulsion enthaltenen Atomen erleidet, wobei von den seltenen Einzelstreuungen um große Winkel abgesehen wird. Der mittlere Streuwinkel ist eine Funktion der Energie des Teilchens. Aus einer Messung des Streuwinkels bei verschiedenen Restreichweiten kann man bei einfach geladenen Teilchen an einer

---

[1]) δ-Bahnen werden durch sekundäre Elektronen erzeugt, denen von dem Teilchen ein genügend großer Energiebetrag übertragen wird.

einzelnen Bahn die Masse des Teilchens bestimmen. Man kann auch zur Identifikation des Teilchens den mittleren Streuwinkel in Verbindung mit der *Korndichte* verwenden. In den Fällen, wo die Korndichte bereits ihren Sättigungswert erreicht hat, führt die Zählung der *δ-Bahnen* zu einer Aussage über den spezifischen Energieverlust.

Alle diese Informationen, welche die modernen Kernspuremulsionen enthalten, werden in erster Linie bei der Untersuchung der *Höhenstrahlung* zur Identifikation ihrer Komponenten benutzt. Sie führten hier zu der Auffindung vorher unbekannter Elementarteilchen sowie zur Entdeckung energiereicher schwerer Ionen und dienen zur Analyse von Kernexplosionen, bei denen große Energiebeträge frei werden und die als „Zertrümmerungssterne" schon frühzeitig beobachtet worden waren. Eine der ersten Leistungen der Emulsionen bei der Analyse neuer Teilchen war die Entdeckung der Umwandlung von π- in μ-Mesonen.

Andererseits sind die Kernspuremulsionen geeignet, *seltene Ereignisse* zu registrieren, wie Kernumwandlungen mit sehr kleinen Reaktionsquerschnitten, z. B. (γ, α)-Prozesse, oder die *Untersuchung sehr schwach aktiver Substanzen* durchzuführen, z. B. die Lokalisierung der aktiven Zentren in Gesteinschliffen. Die Expositionsdauer ist in diesen Fällen entweder durch den infolge der γ-Strahlung auftretenden Untergrund von Einzelkörnern oder durch das spontane Ausbleichen des latenten Bildes begrenzt (Fading out). Dieses Ausbleichen äußert sich in der Weise, daß die Korndichte der Bahnspur um so geringer wird, je längere Zeit zwischen dem Durchgang des Teilchens durch die Emulsion und der Entwicklung der Platte verstreicht. Dadurch wird die Erkennbarkeit der Bahnspuren beeinträchtigt und die Abschätzung der spezifischen Ionisation unzuverlässig. Ein weites Anwendungsgebiet finden Kernspuremulsionen auf dem Gebiete der Autoradiographie mit künstlich aktiven Indikatoren. Der Nachweis von Neutronen und die Messung ihrer Energie gelingen mit Hilfe der Rückstoßprotonen oder der (n, α)-Prozesse am Bor oder Lithium. Hierzu dienen die in der Emulsion enthaltenen Wasserstoffatome sowie entweder bereits beim Herstellungsprozeß zugesetztes oder aber durch nachträgliches Tränken in Lösungen eingebrachtes Bor oder Lithium.

Die *Entwicklung der Schichten* erfordert besondere Maßnahmen, vor allem bei größeren Dicken. Meist wird die „Temperatur-Entwicklung" angewendet, bei der zunächst bei etwa $+5°$C die Schicht den Entwickler aufsaugt, ohne daß der eigentliche Entwicklungsprozeß vor sich geht. Die Reduktion des AgBr wird unter kontrollierten Bedingungen dann bei höherer Temperatur vorgenommen und zu einem bestimmten Zeitpunkt abgebrochen. Das Entwickeln, Fixieren und Wässern der Schichten von mehr als 0,5 mm Dicke erfordert mehrere Tage.

Die *Auswertung* der Platten geschieht unter dem Mikroskop, das Aufsuchen einzelner Ereignisse bei schwächerer Vergrößerung und großem Gesichtsfeld, die Ausmessung der Bahnspuren mit den besten Objektiven bei starken und stärksten Vergrößerungen. Zur Bestimmung des Streuwinkels sind Mikroskope mit besonders sorgfältig gearbeiteter Bewegung des Objekttisches gebaut worden.

Die Abbildungen geben Beispiele verschiedener Bahnspuren, sämtlich in Agfa-K2-Emulsionen. Abb. 91 stellt eine Protonenbahnspur dar. Man erkennt die stärkere Streuung am Ende der Reichweite. Abb. 92 zeigt ein negatives π-Meson,

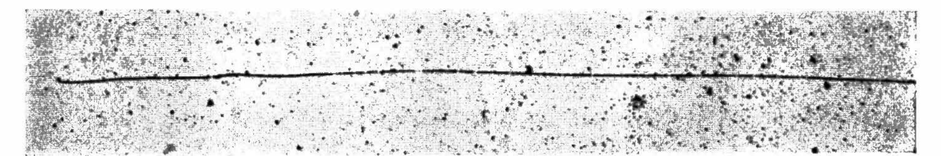


Abb. 91. Protonenbahnspur

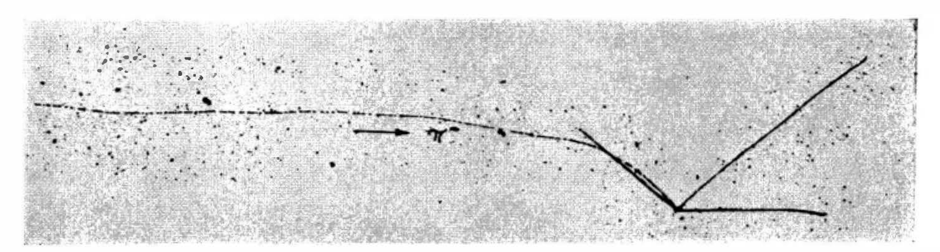


Abb. 92. Einführung eines π^--Mesons

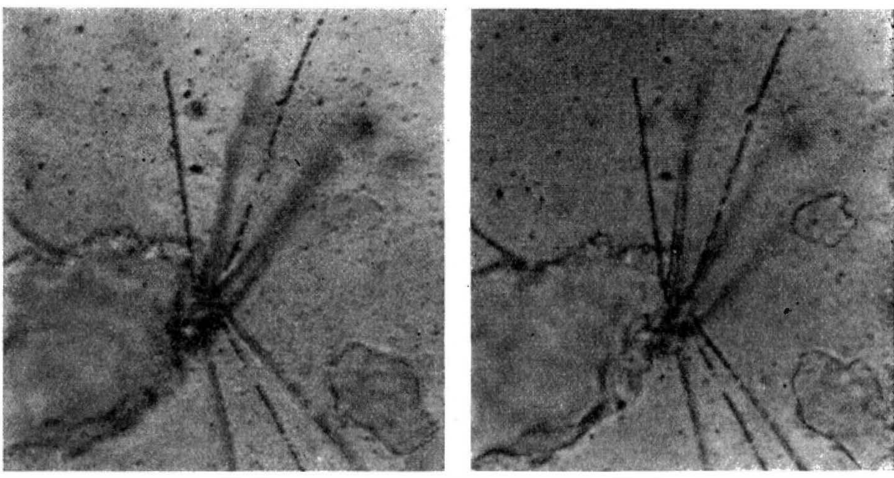


Abb. 93. α-Bahnen aus aktiven Einschlüssen eines Kristalls

welches am Ende seiner Bahnspur einen Kernzerfall auslöst. Die Unterschiede in den Korndichten und die stärkere Streuung der Mesonenbahn sind deutlich zu sehen. Das Stereobild eines Kristalls mit aktiven Einschlüssen ist in Abb. 93 wiedergegeben. Die dort sichtbaren Bahnen von α-Teilchen erscheinen im Vergleich mit der Protonenbahnspur in Abb. 91 weniger dicht, weil die Platte aus bestimmten Gründen unterentwickelt wurde.

3. Elektronische Geräte

Zu ihrer wirksamen Anwendung und vollen Ausnutzung bedürfen die Strahlungsempfänger elektronischer Geräte.[1]) Erst mit ihrer Hilfe wird es möglich, die in Form, Größe und zeitlichem Ablauf der von den Empfängern gelieferten Spannungsimpulse enthaltene Information über den untersuchten kernphysikalischen Prozeß zweckentsprechend auszuwerten.

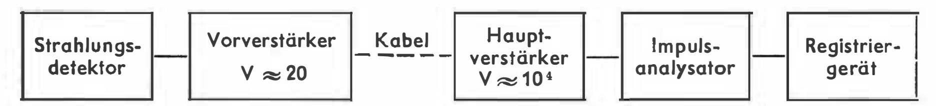


Abb. 94. Blockschema einer Apparatur für Teilchenzählung

Eine Apparatur zur Zählung von Elementarteilchen oder Quanten besteht im allgemeinen aus folgenden Teilen (Abb. 94): Der vom Strahlungsdetektor gelieferte Spannungsimpuls wird in einem Vorverstärker verstärkt und mittels einer Kabelanpassungsstufe über ein langes Kabel dem Hauptverstärker – falls sich dieser aus experimentellen Gründen in größerer Entfernung vom Detektor befindet – zugeführt. Nach Durchgang durch einen Analysator werden die Impulse registriert. Je nach Art des Strahlungsempfängers und Zweck der Zählanordnung können einzelne der aufgeführten Einheiten entbehrt oder aber durch andere, den experimentellen Bedingungen besonders angepaßte Geräte ersetzt werden.

§ 27. Verstärker

Im Idealfall sollte der Verstärker die Potentialänderung der Sammelelektrode des Strahlungsempfängers genau wiedergeben und dabei gleichzeitig Ausgangsimpulse mit Amplituden von Zehner Volt zu erzeugen gestatten. Die Forderung nach einer Mindestamplitude von 10 V ergibt sich aus der Tatsache, daß Impulsanalysatoren in den meisten Fällen zur Aufnahme kleinerer Impulse nicht eingerichtet sind. Zur groben Abschätzung der notwendigen Verstärkung kann man sich merken, daß die Größen von Impulsen

aus Ionisationskammern etwa 10 μV,
aus Proportionalzählrohren etwa 10 mV und
aus Auslösezählrohren etwa 10 V betragen.

Für einen Verstärker von Ionisationskammer-Impulsen muß man also etwa eine Verstärkung von 10^6 fordern, während man bei anderen Strahlungsempfängern,

[1]) Im Rahmen des Lehrbuches müssen wir uns auf grundsätzliche Darlegungen beschränken, ohne alle Probleme der Elektronik erschöpfend behandeln zu können. Dies ist um so mehr gerechtfertigt, als bereits eine Reihe guter Spezialwerke darüber existiert (s. Literaturverzeichnis).

die eine innere Verstärkung aufweisen, mit kleinen Verstärkungsgraden auskommt. Der Rauschpegel eines guten Verstärkers, bezogen auf den Eingang, ist von der Größenordnung μV; auch durch Angabe dieser Größe wird die Festlegung einer maximalen Verstärkung von etwa 10^6 verständlich.

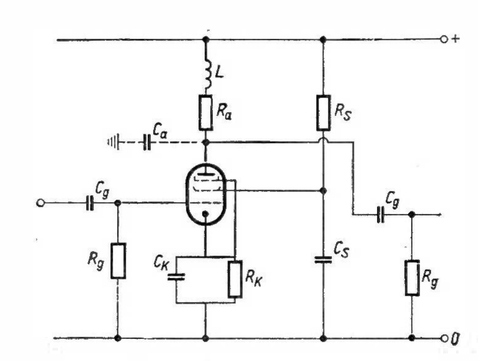


Abb. 95. Stufe eines Widerstandsverstärkers

Da es sich bei kernphysikalischen Untersuchungen in den von uns in Betracht gezogenen Methoden um die Verstärkung einzelner Impulse oder aber auf jeden Fall nichtperiodischer Signale handelt, verwendet man meist *aperiodische Widerstandsverstärker*. Die Eigenschaften solcher Impulsverstärker werden durch ihr Verhalten gegenüber einem Rechteckimpuls am Eingang gut dargestellt. Die auf diese Weise bestimmten Einschwingcharakteristika des Verstärkers stellen eine brauchbare Näherung für sein Verhalten gegenüber den tatsächlichen Impulsen aus Strahlungsempfängern dar. Ein Rechteckimpuls besteht aus einem positiven Spannungssprung und einem ihm nach der Zeit T, der Impulsbreite, folgenden negativen Sprung gleicher Größe. Beim Durchgang durch den Verstärker interessiert somit die Wiedergabe der steilen Fronten und des flachen Dachs des Impulses.

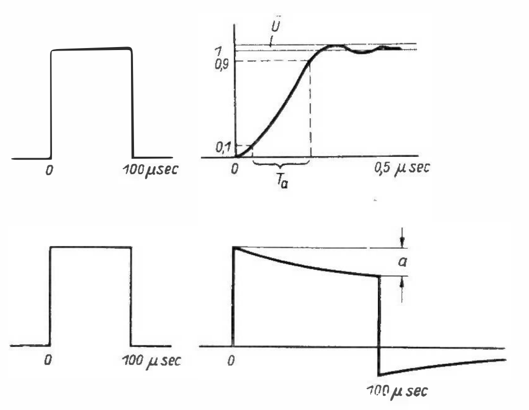


Abb. 96. Wiedergabe von Rechteckimpulsen

Die prinzipielle Schaltung einer Widerstandsverstärkerstufe zeigt Abb. 95. Üblicherweise werden, außer für Eingangsstufen, Pentoden benutzt, da Trioden zwar einen kleineren Rauschpegel, aber bei hohen Verstärkungen infolge des Miller-Effekts eine große Eingangskapazität aufweisen. Für die Anstiegsfront des Impulses sind der Anodenwiderstand R_a und die Kapazität C_a von bestimmendem Einfluß. C_a setzt sich aus der Ausgangskapazität der betrachteten Stufe, der Eingangskapazität der folgenden Stufe und der Montagekapazität zusammen.

Bezeichnet man (Abb. 96) das Zeitintervall für die Veränderung der Ausgangsspannung von 10% auf 90% der Endamplitude als *Anstiegszeit* T_a, so läßt sich

11*

für den exponentiellen Anstieg des Signals an der Anode der Pentode in Abb. 95 leicht ausrechnen, daß

$$T_a = 2{,}2\,\tau_a \tag{159}$$

ist, wenn

$$\tau_a = R_a C_a \tag{160}$$

gilt. Andererseits gilt für die Verstärkung der Pentode, wenn $R_a \ll R_i$ ist, bei einer *Steilheit* S der Röhre mit dem Innenwiderstand R_i,

$$v = S R_a. \tag{161}$$

Somit kann man als Gütekennzeichen der zu verwendenden Röhren den Quotienten $\frac{v}{T_a}$ betrachten:

$$\frac{v}{T_a} = \frac{S}{2{,}2\,C_a}. \tag{162}$$

Offensichtlich ist es notwendig, Röhren mit *großer Steilheit* zu verwenden. Durch neue Konstruktionselemente wie durch Verwendung von Sekundäremissionselektroden oder Elektronenstrahlablenkverfahren kann es gelingen, die Steilheitswerte der üblichen Röhren von etwa 5 bis 10 mA/V wesentlich zu überschreiten.
Wenn man in Reihe mit dem Anodenwiderstand eine kleine Induktivität schaltet, kann die Anstiegszeit verkleinert werden. Wie in Abb. 96 dargestellt, tritt bei unzweckmäßiger Dimensionierung ein *Überschwingen* $Ü$ der Impulsspannung über ihren Endwert auf. Nachfolgend sind die Werte für

$$Q^2 = \frac{L}{R_a C_a^2},$$

die dadurch zu erreichende Verkürzung der Anstiegszeit und der Betrag des Überschwingens für eine solche Schaltung zusammengestellt:

Q^2	0	0,25	0,414	0,5	0,6
$\dfrac{T_a(R_a C_a)}{T_a(R_a C_a L)}$	1	1,4	1,7	1,9	2,1
Überschwingen in %	0	0	3,1	6,7	11,4

Der Wert $Q = 0{,}5$ entspricht einem aperiodisch gedämpften Schwingkreis, und somit ist kein Überschwingen zu erwarten. Bei stärkerer Reduktion von T_a muß man ein gewisses Überschwingen in Kauf nehmen. Weitere Verbesserungen können durch komplizierte Netzwerke erzielt werden.
Bei einem mehrstufigen Verstärker, dessen einzelne Stufen kein Überschwingen hervorrufen, gilt für die *resultierende Anstiegszeit*

$$T_{a_r} = \sqrt{\sum_n T_{a_n}^2}. \tag{163}$$

Wenn der Verstärker also z. B. doppelt so schnell wie der zu verstärkende Impuls ist, d. h. wenn seine Anstiegszeit halb so groß wie die des Impulses T_{ein} ist, hat der Ausgangsimpuls eine Anstiegszeit von

$$T_{\text{aus}} = T_{\text{ein}} \sqrt{1 + 0{,}25} = 1{,}12\, T_{\text{ein}}. \tag{164}$$

Er ist also nur unwesentlich langsamer. Ein Verstärker, der etwa 2- bis 5mal schneller ist als der zu verstärkende Impuls, kann somit für letzteren als unendlich schnell betrachtet werden. Es wäre unsinnig, die Anstiegszeit weiter herabdrücken zu wollen. Zwischen der Anstiegszeit und der oberen Frequenzgrenze f_2 des Verstärkers — d.h. der Frequenz, bei der die Verstärkung nur noch 70% des Werts der Verstärkung bei Mittelfrequenzen beträgt — besteht nämlich der Zusammenhang

$$3\,T_a f_2 \approx 1\,. \tag{165}$$

Infolge des mit der kleineren Anstiegszeit verbundenen Anwachsens der Frequenzbandbreite erhöht sich auch der Rauschpegel.

Eine Vergrößerung des Verhältnisses von Verstärkung zu Anstiegszeit läßt sich nach einem Vorschlag von W. S. PERCIVAL mit Verstärkern erzielen, in denen die Gitter und Anoden der Röhren untereinander durch *Laufzeitketten* verbunden sind (Abb. 97). C_g und C_a sind die Röhren- und Schaltkapazitäten. Durch geeignete Wahl der Induktivitäten werden beide Ketten auf gleiche Laufzeit abgeglichen. Eine an das Gitter der ersten Röhre angelegte Impulsspannung U_g läuft zum zweiten Gitter und erzeugt gleichzeitig einen Stromimpuls $S_1\,U_g$, der zur zweiten Anode läuft und sich zu dem dort im Zeitpunkt seines Eintreffens entstehenden Stromimpuls der zweiten Röhre $S_2\,U_g$ addiert usw. Der Prozeß liefert somit am Ausgang einen Stromimpuls von n-facher Größe (bei n gleichen Röhren) des einfachen Impulses, ohne daß die Ausgangskapazität gleichzeitig erhöht worden wäre. Das Verhältnis $\frac{v}{T_a}$ ist also n-mal größer. Die obere Grenzfrequenz solcher Verstärker liegt etwa bei 400 MHz. Es lassen sich Anstiegszeiten von 10^{-9} sec erreichen.

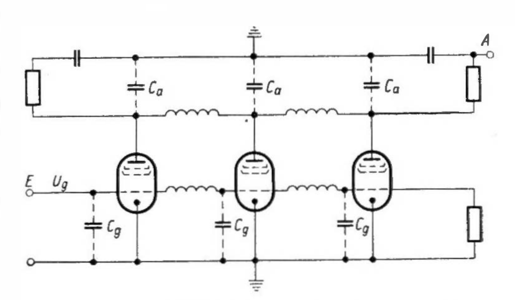


Abb. 97. Laufzeit-Kettenverstärker (schematisch) (E = Eingang, A = Ausgang)

Die Verzerrung des flachen Dachs des Impulses entspricht der Unfähigkeit des RC-Verstärkers, Gleichstromwerte zu übertragen. In der Schaltung der Abb. 95 beeinflussen die Glieder $R_g C_g$, $R_k C_k$ und $R_s C_s$ die Charakteristik des Verstärkers im niederfrequenten Gebiet.

Wie elementar verständlich, ergibt eine Gleichspannung den in Abb. 98 für $n = 1$ gezeigten Spannungsverlauf am Widerstand R_g:

$$U_{R_g} = U_0\, e^{-\frac{t}{\tau_g}} \tag{166}$$

($\tau_g = R_g C_g$). Für $t \ll \tau_g$ folgt

$$\left|\frac{\Delta U_{R_g}}{U_0}\right| \sim \frac{t}{\tau_g}\,.$$

Wird also ein Rechteckimpuls der Dauer $T = 10$ µsec an ein $R_g C_g$-Glied mit $\tau_g = 1000$ µsec gelegt, so sinkt das Dach des Impulses um 1% ab (Dachabfall *a* in Abb. 96). Bezüglich der Behandlung des Einflusses der Kathoden- und Schirmgitterzeitkonstanten sowie der Möglichkeiten einer Kompensation des Dachabfalls muß auf die Spezialliteratur hingewiesen werden.

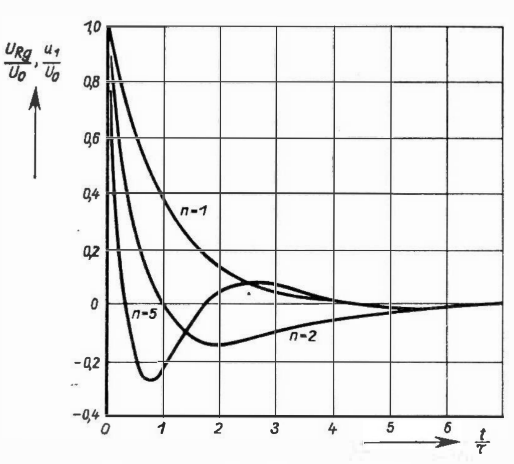


Abb. 98. Durchgang eines Spannungssprunges durch n Gitterkoppelglieder gleicher Zeitkonstante τ

Befinden sich, wie üblich, mehrere Gitterkoppelglieder im Verstärker, so nimmt die Spannung einen unerwünschten, oszillierenden Verlauf an. Sie wechselt mehrfach ihr Vorzeichen (Abb. 98): Es tritt ein Unterschwingen ein. In einem solchen Fall wird nicht nur die Amplitude eines kurz nach dem betrachteten Impuls auftretenden zweiten Impulses falsch gemessen; es können unter Umständen auch die Amplituden dieser Schwingungen selbst als Impulse gezählt werden und somit das Meßresultat verfälschen. Man versucht, diese Nachteile zu vermeiden, indem man die Zeitkonstante eines Koppelgliedes klein gegen die der übrigen wählt. Nach Durchgang durch zwei Gitterkoppelglieder mit den Zeitkonstanten τ_0 und τ_1 ruft ein Spannungssprung U_0 einen Verlauf der folgenden Form hervor:

$$\frac{u_1}{U_0} = \frac{e^{-\frac{t}{\tau_0}}}{1 - \frac{\tau_0}{\tau_1}} + \frac{e^{-\frac{t}{\tau_1}}}{1 - \frac{\tau_1}{\tau_0}}.$$

Für die Amplitude des Unterschwingens, die zur Zeit

$$T_{\min} = 2\,\tau_1 \frac{\ln \frac{\tau_1}{\tau_0}}{\frac{\tau_1}{\tau_0} - 1}$$

erreicht wird, läßt sich berechnen:

$$\left|\frac{u_{1\,\min}}{U_0}\right| = \left(\frac{\tau_1}{\tau_0}\right)^{\frac{1+\tau_1/\tau_0}{1-\tau_1/\tau_0}}.$$

Für $\frac{\tau_0}{\tau_1} \leqq 10^{-2}$ ist der Unterschwung $\leqq 1\%$. Man kommt also zu der Schlußfolgerung, daß der Unterschwung sehr klein gemacht werden kann, wenn alle Gitterkoppelzeitkonstanten $\geqq 100\,\tau_0$ sind, d.h. wenn eine Zeitkonstante dieser Bedingung entsprechend sehr klein gewählt wird.

Ein Impuls, der durch Anwendung *einer* kleinen Zeitkonstante geformt wird, besitzt einige Nachteile, von denen der wesentlichste sein schmales Dach ist. Wenn nämlich Impulse ihre Amplitude nur für eine sehr kurze Zeit behalten, wird die Konstruktion zufriedenstellend arbeitender Impulsanalysatoren für sie besonders erschwert. Daher findet auch die Impulsbildung durch eine an einem Ende kurzgeschlossene Verzögerungsleitung Anwendung, die diese Schwierigkeiten zu vermeiden gestattet.

Der Ausgangsimpuls wird somit eine Anstiegszeit haben, die durch die Anstiegszeit des Eingangsimpulses und die Eigenschaften der Anodenkreise des Verstärkers bestimmt wird. Das Dach des Impulses wird exponentiell abfallen, dabei kann die Abfallzeit so klein gemacht werden, wie es mit der endlichen Anstiegsgeschwindigkeit des Eingangsimpulses vereinbar ist, um keinen zu großen Amplitudenverlust in Kauf nehmen zu müssen. Die eine sehr kleine Zeitkonstante legt man üblicherweise zwischen Vor- und Hauptverstärker: Da durch sie eine starke Beschneidung des Frequenzbandes nach unten bewirkt wird ($2\pi f_1 \tau_0 = 1$), gelingt es, alle niederfrequenten Störspannungen, die z.B. durch den Mikrophoneffekt der Röhren und ähnliche Erscheinungen hervorgerufen werden, abzuschneiden und zur Verminderung des Störpegels beizutragen.

Zur Stabilisierung der Eigenschaften des Verstärkers wird häufig das Prinzip der *negativen Rückkopplung* oder *Gegenkopplung* verwendet. Von der Ausgangsspannung eines Verstärkers, der zwischen seinen Ein- und Ausgangsklemmen einen Verstärkungsfaktor $v = \frac{U_a}{U_{ein}}$ aufweist, wird der Bruchteil βU_a gegenphasig zur Eingangssignalspannung U_0 auf den Eingang des Verstärkers zurückgekoppelt. Es gilt somit

$$U_{ein} = U_0 - \beta U_a, \qquad U_a = v\, U_{ein}; \tag{167}$$

$$v' = \frac{U_a}{U_0} = \frac{v}{1 + \beta v}. \tag{168}$$

Es ist ersichtlich, daß die uns interessierende Größe $v' \approx \frac{1}{\beta}$ ist für den Fall, daß $\beta v \gg 1$ gilt. Bei Erfüllung dieser Bedingung wird die Verstärkung des Geräts mit all ihren Konsequenzen wie Frequenzgang, Stabilität, Temperaturabhängigkeit usw. lediglich von den entsprechenden Charakteristika der Schaltelemente beeinflußt, die den Faktor β bestimmen.

Abb. 99 zeigt das Prinzipschaltbild eines Verstärkers. Die Kabelanpassungsstufe A hat als Anodenbasisverstärker eine sehr kleine Ausgangsimpedanz $Z_a \approx \frac{1}{S}$ (S = Steilheit der Röhre), so daß die Impulse auch bei Belastung durch die Kapazität eines langen, zum Verstärker führenden Kabels, das aus experimentellen Gründen notwendig sein kann, keine wesentliche Veränderung erfahren. Der Verstärker besteht aus 2 Gruppen I und II mit je etwa 100facher Verstärkung. In jeder von ihnen wird die Ausgangsspannung von den Kathoden der Röhren Rö 3 bzw. Rö 6 auf die Kathoden der Eingangsröhren Rö 1 bzw. Rö 4 gegengekoppelt. — U_z ist die Hochspannung für das Zählrohr.

Die charakteristischen Daten des Verstärkers sind etwa folgende:

Verstärkung	10^4
Konstanz der Verstärkung	$\pm 2\%$ bei $\pm 10\%$ Änderung der Netzspannung
Maximale Ausgangsamplitude im linearen Bereich	$+100$ V
Kleine Gitterkoppelzeitkonstante	0,5 bis 200 μsec, regelbar
Anstiegszeit	0,1 bis 2 μsec, regelbar
Rauschpegel	$\sim 10\ \mu V_{eff}$ (je nach Bandbreite)

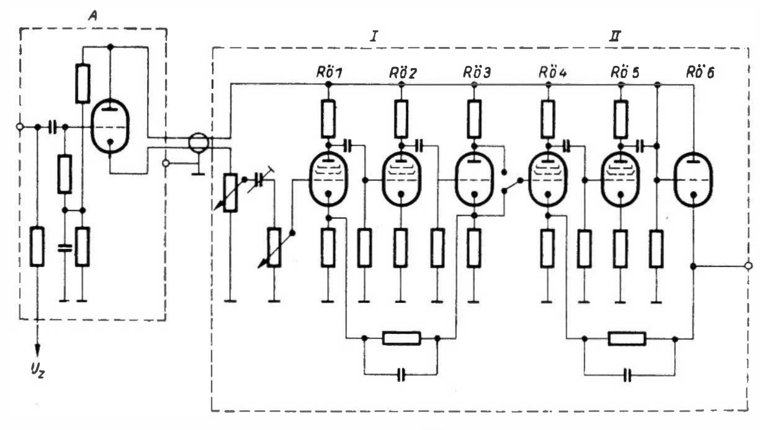


Abb. 90. Prinzipschaltbild eines Breitbandverstärkers

Kippschaltungen. Wenn nicht die lineare, d.h. amplitudenproportionale, Verstärkung von Impulsen gefordert wird, können die Verstärker wesentlich vereinfacht werden. Dies trifft für Impulszählgeräte zu. Der Eingangsverstärker darin soll den Zählrohrimpuls nur soweit verstärken, daß er in der Lage ist, die Registrierstufe auszulösen. Es werden somit keinerlei besondere Anforderungen an die Konstanz der Amplitude und Form des Impulses gestellt. In solchen Fällen verwendet man mit Vorteil monostabile Kippschaltungen: Der auf ihren Eingang treffende Impuls dient nur zum Auslösen (Triggern) des Kippvorgangs, auf seinen Ablauf ist er normalerweise ohne jeden Einfluß; dieser wird allein durch die Dimensionierung der Kippschaltung bestimmt. Man erhält somit, unabhängig von Form und Amplitude des auslösenden Impulses, immer einen in Form und Amplitude *konstanten Ausgangsimpuls.*

§ 28. Untersetzer

Wenn ein Geiger-Müller-Auslösezählrohr eine Totzeit von z.B. 200 μsec hat, so ergibt sich für die maximal mögliche Impulsdichte etwa 5000 Imp/sec. Für den elektronischen Verstärker einschließlich der Kippschaltungen bedeutet diese

Zählgeschwindigkeit keine schwer lösbare Aufgabe. Die Begrenzung liegt in der Arbeitsgeschwindigkeit der mechanischen Zählregister von etwa 100 periodischen Imp/sec. Um die Möglichkeiten der Strahlungsempfänger auszunutzen, muß also die Zahl der das Zählwerk beaufschlagenden Impulse um einen bekannten und konstanten Faktor reduziert werden. Dazu dienen die als *Untersetzer* bekannten Schaltungen. Ein großer Teil dieser Gräte beruht auf einer bistabilen Kippstufe, die jeden zweiten Impuls an eine weitere Stufe gleicher Bauart weitergibt. Nach n Stufen beträgt der Untersetzungsfaktor somit 2^n. Durch besondere Kunstgriffe kann man auch dekadisch arbeitende Untersetzungsgruppen herstellen.

In den letzten Jahren finden besondere Zählröhren in der Meßtechnik Eingang. Bei ihnen wird eine Gasentladung oder ein Elektronenstrahl durch jeden Eingangsimpuls um eine Position innerhalb der Röhre weitergeführt und in der neuen Lage fixiert, bis wieder ein Impuls auf den Eingang auftrifft. Wenn auch das Auflösungsvermögen der Zählröhren von etwa 10 bis 30 μsec noch nicht das der Untersetzerschaltungen von 0,1 bis 5 μsec erreicht, so lassen sich doch durch Kombination beider Prinzipien brauchbare und rationelle Lösungen finden.

Als Beispiel betrachten wir die Aufgabe, $n = 2000$ pro sec vom Strahlungsempfänger gelieferte statistische Impulse mit nicht mehr als 1% Verlust zu registrieren. Auf S. 114 war errechnet worden, daß die relativen Zählverluste $n\tau$ betragen. Somit muß der Untersetzer in seiner ersten Stufe ein Auflösungsvermögen von $\tau = \frac{10^{-2}}{2 \cdot 10^3} = 5$ μsec haben. Bei einer maximal zulässigen Zählgeschwindigkeit des mechanischen Zählwerks von 100/sec, wird ein Untersetzungsfaktor 20 notwendig.

§ 29. Impulsdichtemesser

Neben Zählgeräten mit Untersetzern, die also die während einer bestimmten Zeit T eintreffenden n Impulse registrieren und die Impulsdichte $\frac{n}{T}$ zu errechnen gestatten, finden auch direktzeigende Impulsdichtemesser Anwendung. Sie eignen

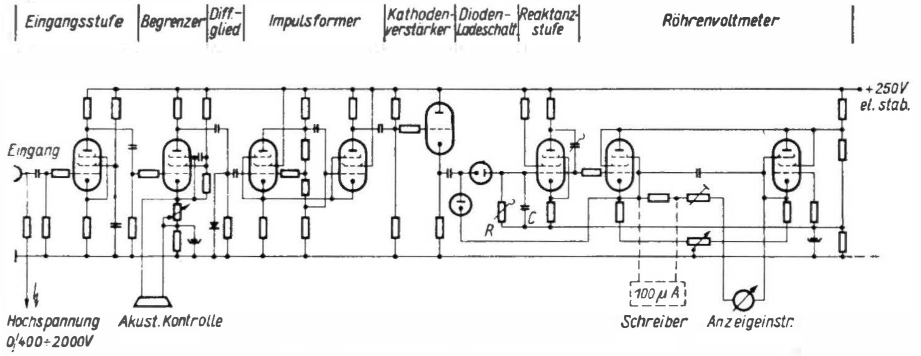


Abb. 100. Prinzipschaltbild eines Impulsdichtemessers

sich besonders in Fällen, in denen es mehr auf eine laufende Kontrolle der Strahlungsintensität als auf große Genauigkeit ankommt.

In der einfachsten Schaltung kann man den mittleren Anodenstrom einer monostabilen Kippstufe als Meßwert für die Impulsdichte ausnutzen. Bei höheren Ansprüchen führt man die in der Kippstufe geformten und standardisierten Impulse einem *RC*-Integrationskreis zu (Abb. 100) und mißt die an ihm im Gleichgewicht entstehende Spannung mit einem Röhrenvoltmeter. Der relative mittlere quadratische Fehler einer Ablesung beträgt in diesem Fall

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{2nRC}}$$

und entspricht somit dem Fehler einer Impulszählung während der Zeit 2 *RC*. Bei großen Werten von *RC* ist aber zu beachten, daß der Gleichgewichtswert erst nach einer Zeit von etwa 5 *RC* erreicht wird.

§ 30. Impulsanalysatoren

In einer Reihe von kernphysikalischen Experimenten ist die Aufnahme des Impulsspektrums, also eine Analyse der gemessenen Impulse bezüglich ihrer Größe, notwendig. In § 23 war festgestellt worden, daß unter bestimmten Bedingungen die Amplitude des von einem Strahlungsempfänger abgegebenen Impulses der von dem Elementarteilchen oder Quant im Empfänger verbrauchten Energie proportional ist.

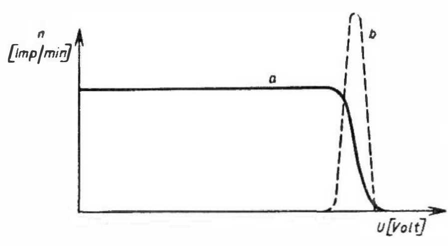


Abb. 101. Impulsverteilungen
(a = integrale Kurve, b = differentielle Kurve)

Wenn die Impulse nach entsprechender linearer, d. h. amplitudenproportionaler, Verstärkung auf ein nichtlineares Schaltelement, z. B. eine Diode mit entsprechender Vorspannung, gegeben werden, so können nur die Impulse, deren Amplitude größer als die Vorspannung ist, ein hinter der Diode angeschaltetes Registriergerät zum Ansprechen veranlassen. Als Funktion der *Vorspannung* U erhält man somit eine Kurve $n(U)$, wobei n die während der Zeit T registrierte Zahl von Impulsen bedeutet. Durch Differentiierung erhält man aus dieser *integralen* die *differentielle Impulsverteilung*. Letztere läßt also erkennen, wieviel Impulse Δn in einen Amplitudenbereich zwischen U und $U + \Delta U$ fallen. Für einen einfachen Fall sind diese Verhältnisse in Abb. 101 dargestellt.

Die einzelne Messung hat einen Fehler der Größe $\sqrt{n}$. Der Fehler des gewünschten Wertes, $\Delta n = n_1 - n_2$, dessen Messung die Zeit $2T$ beansprucht, beträgt somit $\sqrt{n_1 + n_2}$. Wenn man aber gleichzeitig zwei Dioden einschaltet, deren Vorspannungen sich um ΔU Volt unterscheiden, so werden Impulse mit Amplituden $(U + \Delta U)$ in beiden Kanälen registriert, wenn man nicht durch elektrische Mittel, z.B. durch Antikoinzidenzschaltungen (s. § 31), dafür sorgt, daß sie sich

in der Registrierapparatur aufheben und nicht gezählt werden. Nach Ablauf der Zeit T hat also der durch die Vorspannungen der beiden Dioden definierte Kanal der Breite ΔU gerade $\Delta n = n_1 - n_2$ Impulse mit einem Fehler $\sqrt{(n_1 - n_2)}$ erfaßt. Aus diesen kurzen Bemerkungen geht der große Vorteil von differentiellen Impulsanalysatoren hervor. In vielen Fällen verwendet man nicht nur einen Kanal, wie im obigen Beispiel, sondern viele Kanäle gleichzeitig. In einem derartigen differentiellen Mehrkanalanalysator wird somit jeder eingehende Impuls entsprechend seiner Amplitude in dem entsprechenden Kanal registriert. Bezüglich der Schaltungstechnik dieser Geräte, die oft über hundert Kanäle aufweisen, muß auf spezielle Abhandlungen verwiesen werden.

§ 31. Koinzidenz- und Antikoinzidenzstufen

In der Kernphysik ist es häufig unerläßlich, den zeitlichen Zusammenhang zwischen zwei oder mehr Ereignissen zu untersuchen. So ist dies Verfahren häufig der einzige Weg, Energieschemata von Atomkernen endgültig zu bestimmen.

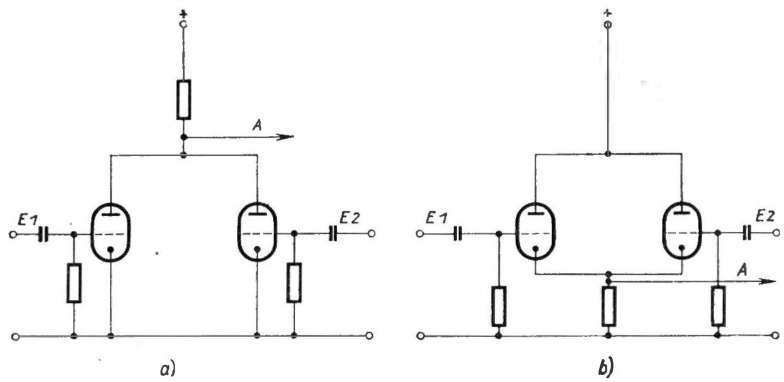


Abb. 102. Koinzidenz-Schaltungen

Die Aufgabe der Elektronik besteht darin, die Paare von Ereignissen zu zählen, deren Zeitdifferenz kleiner als ein vorgegebener Wert T ist. T ist die Auflösungszeit der Apparatur. Als Beispiel einer *Koinzidenzstufe* kann die bekannte, von Rossi angegebene Schaltung dienen (Abb. 102a): Wenn beide, normalerweise stromführende Röhren „gleichzeitig" durch negative Impulse gesperrt werden, steigt die Spannung an ihren Anoden bis zur Speisespannung, während bei Sperrung nur einer Röhre das Ausgangssignal klein ist. Infolge des erforderlichen hohen Anodenwiderstandes von etwa $10^5\ \Omega$ ist diese Schaltung für schnelle Signale nicht sehr geeignet. Das Auflösungsvermögen kann einige Zehntel Mikrosekunden betragen. Eine wesentliche Verbesserung ergibt sich bei Verwendung eines gemeinsamen Kathodenwiderstandes (Abb. 102b). Diese Schaltung verarbeitet bei einem Auflösungsvermögen von 0,01 μsec Impulse einer Dauer von

nur wenigen Zehntel Mikrosekunden. Durch Anwendung von Halbleiterdioden und andere Mittel ist es heute möglich, Koinzidenzgeräte mit sehr geringer Auflösungszeit aufzubauen.

Schaltet man in einen der beiden Impulswege vor die Koinzidenzstufe eine Verzögerungsleitung, so lassen sich künstliche Koinzidenzen von Ereignissen herstellen, die immer den gleichen Zeitabstand voneinander haben. Solche Anordnungen werden z. B. bei der Messung von Flugzeiten von Elementarteilchen zwischen zwei Strahlungsempfängern benutzt.

Kleine Veränderungen machen aus den Koinzidenzschaltungen solche für *Antikoinzidenzen.* Ein Gerät dieser Art liefert *keinen* Impuls, wenn innerhalb der Auflösungszeit zwei Impulse auf seine beiden Eingänge auftreffen. Will man etwa eine Wilson-Kammer nur auslösen, wenn ein Teilchen in ihr gestoppt wird, so schaltet man die oberhalb und unterhalb der Kammer befindlichen Zählrohre in Antikoinzidenz und läßt die Kammer nur auslösen, wenn das untere Zählrohr keinen Impuls liefert.

Ein wesentlicher Faktor bei der Zählung von koinzidierenden Ereignissen ist die Wahrscheinlichkeit des Auftretens zufälliger Koinzidenzen. Arbeiten zwei Strahlungsempfänger mit den Impulsdichten n_1 bzw. n_2 pro sec mit einer Koinzidenzstufe, die ein Auflösungsvermögen T sec hat, so ergibt eine einfache Überlegung für die Zahl der *zufälligen Koinzidenzen*

$$n_{k0} = 2\,T n_1 n_2 . \tag{169}$$

Die n_1 Impulse des ersten Empfängers beanspruchen pro sec eine Zeit $n_1 T$. In diese Zeit fallen n_2 Impulse des zweiten Empfängers. Außerdem ergeben sich während der von den n_2 Impulsen des zweiten Empfängers besetzten Zeit $(n_2 T) n_1$ Impulse. Die Gesamtzahl der Koinzidenzen ist somit

$$(n_1 T) n_2 + (n_2 T) n_1 = 2\,T n_1 n_2 . \tag{170}$$

Aus ihr geht ebenfalls hervor, daß ein möglichst geringes Auflösungsvermögen, soweit mit den übrigen Versuchsbedingungen vereinbar, anzustreben ist.

4. Spektrometer[1])

Die Aufgabe der Spektrometrie besteht darin, die *Energieverteilung* der bei Kernumwandlungen emittierten Strahlung zu messen. Es gibt viele Meßmethoden, die mehr oder weniger genaue Aussagen über die Energie der Strahlung ermöglichen: Reichweitebestimmungen, Absorptionsmessungen, kalorimetrische Verfahren, Messungen mit Proportionalzählrohren u. a. Unter Spektrometern für *Alpha-*, *Beta-* und *Gamma-Strahlen* versteht man im besonderen jedoch Präzisionsgeräte, welche eine hohe Meßgenauigkeit besitzen und welche vorwiegend die Ablenkung bewegter Ladungsträger im Magnetfeld oder seltener im elektrostatischen Feld zur Trennung der Teilchen mit verschiedener Energie benutzen. Daneben werden Szintillations-Spektrometer verwendet, welche die energiepro-

[1]) Verfaßt unter Mitarbeit von H. WESTMEYER.

portionale Lichtausbeute geeigneter Szintillatoren in Verbindung mit einem Photo-Sekundärelektronen-Vervielfacher verwenden. Für γ-Strahlen bietet sich im Anschluß an die Spektrometrie der Röntgenstrahlen die Beugung im Kristallgitter zur direkten Messung der γ-Wellenlänge, wobei infolge der extrem kurzen Wellenlänge charakteristische Schwierigkeiten zu überwinden sind. Die Erweiterung der Geräte zur Bestimmung von Winkelkorrelationen und Koinzidenzen führte zu Aussagen, die für die Aufstellung der Termschemata der Atomkerne von großer Bedeutung sind.

§ 32. Spektrometer für α-Teilchen

Die historische Methode ist die Ablenkung im homogenen Magnetfeld *ohne Fokussierung*, wobei durch eine spaltförmige Blende B ein enges Bündel aus der von der schmalen Quelle Q emittierten Strahlung ausgesondert wird. Nach Durchlaufen eines verhältnismäßig kurzen Kreisbogens treffen die α-Teilchen auf eine photographische Platte Ph, wie in Abb. 103 gezeigt ist. Die magnetischen Kraftlinien verlaufen senkrecht zur Zeichenebene. Durch Kommutieren des Magnetfeldes erhält man die symmetrisch nach der anderen Seite abgelenkte Linie. Die Anordnung befindet sich – wie alle mit magnetischer oder elektrischer Ablenkung arbeitenden – im Vakuum.

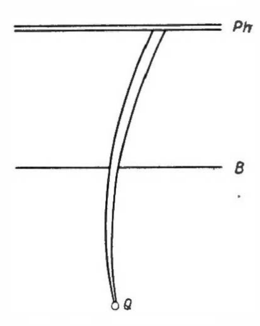


Abb. 103. α-Spektrometer

Eine wesentliche Verbesserung der Meßgenauigkeit wurde erzielt, als man die inzwischen für β-Strahlen entwickelten *fokussierenden Geräte*, insbesondere die unten beschriebenen Halbkreisspektrometer, für α-Teilchen anwendete. Das etwa 1000mal größere Verhältnis von Masse zu Ladung erfordert allerdings ausgedehnte Magnetfelder großer Feldstärke. Die Feinstruktur der α-Strahlung der natürlich radioaktiven Elemente wurde mit dem großen Magneten der Pariser Akademie der Wissenschaften untersucht, welcher Kreisbahndurchmesser von 20 bis 35 cm bei einer gleichmäßigen Feldstärke von 24000 bis 40000 Gauß mit einer Konstanz von 0,2% zu erzielen gestattet.

Messungen an engen Dubletts wurden in der Weise durchgeführt, daß man den $H\varrho$-Wert auf einen mittleren Betrag einstellte und durch ein beschleunigendes oder verzögerndes Potential die Energie der α-Teilchen genau auf diesen Wert abstimmte. Diese Methode liefert den absoluten Betrag der Energiedifferenz des Dubletts.

§ 33. Spektrometer für β-Teilchen

Die größte Zahl von Messungen wurde mit Geräten mit magnetischer Ablenkung durchgeführt, bei welchen zwei Haupttypen zu unterscheiden sind: die flachen oder *Halbkreisspektrometer* – auch *Prismenspektrometer* genannt – und die *Linsenspektrometer*.

Die Halbkreisspektrometer sind dadurch gekennzeichnet, daß Quelle, Empfänger und auch der Hauptstrahl in einer Ebene senkrecht zu der Richtung des ablenkenden homogenen Magnetfeldes innerhalb des Feldes liegen. Alle Elektronen einheitlicher Energie durchlaufen eine Kreisbahn, deren Radius ϱ durch die Energie E der Teilchen und die Stärke des Magnetfeldes H bestimmt wird. Die Größe, welche direkt gemessen wird, ist jedoch nicht die Energie, sondern der Impuls p der Teilchen nach der Beziehung

$$p = mv = e(H\varrho), \tag{171}$$

worin e die Ladung des Elektrons bedeutet. Für m ist die relativistische Elektronenmasse

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

einzusetzen. Die Energie ergibt sich in bekannter Weise aus der gemessenen Größe p nach

$$E = \frac{p^2}{2m}, \qquad dE = \frac{p}{m}\,dp. \tag{172}$$

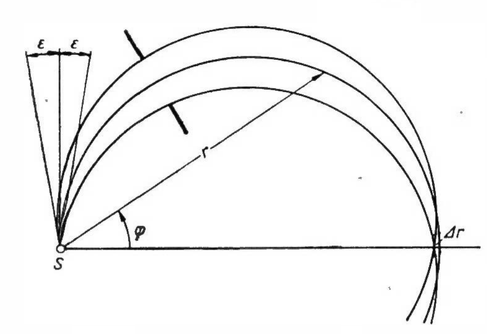


Abb. 104. Teilchenbahnen im β-Spektrometer

Zur Ermittlung der Energieverteilung $n(E)dE$ aus der Impulsverteilung sind die gemessenen Intensitäten $n(p)dp$ mit $\frac{m}{p}$ zu multiplizieren:

$$n(E)\,dE = \frac{m}{p}\,n(p)\,dp. \tag{173}$$

Bringt man die punktförmige Strahlenquelle S, wie in Abb. 104 gezeigt, in den Nullpunkt eines Zylinderkoordinatensystems und gibt man dem Magnetfeld die Richtung der z-Achse, so wird die Gleichung der Kreisbahn für ein Teilchen mit dem Impuls p, der die Anfangsrichtung $\varphi_0 = 90°$ besitzt, der Hauptstrahl, durch

$$r = \frac{2p}{He}\cos\varphi \tag{174}$$

dargestellt. Nach Durchlaufen eines Halbkreises erreicht das Teilchen bei $\varphi = 0$ seinen größten Abstand von der Quelle mit

$$r_{\max} = \frac{2p}{He} = 2\varrho. \tag{175}$$

Weicht die Richtung des Anfangsimpulses von der Richtung $\varphi_0 = 90°$ um den Winkel $\pm\,\varepsilon$ ab, so ist die neue Bahngleichung

$$r = \frac{2p}{He}\cos(\varphi \pm \varepsilon). \tag{176}$$

Diese Strahlen treffen die Achse $\varphi = 0$ in dem kleineren Abstand $r_{max} - \Delta r$, wobei Δr gegeben ist durch

$$\Delta r = \frac{2p}{He} \frac{\varepsilon^2}{2} = \varrho \varepsilon^2; \tag{177}$$

hier sind Glieder höherer Ordnung vernachlässigt. Man erkennt aus der Abb. 104 daß für $\varphi = 0$ eine Stelle engster Strahleinschnürung entsteht, daß aber auch eine ideale punktförmige, streng monochromatische β-Strahlenquelle bei einem Strahlenbündel endlicher Öffnung eine Linie endlicher Breite erzeugt. Besitzt die Quelle die Breite s, so verbreitert sich die Linie um denselben Betrag auf

$$\Delta r = s + \varrho \varepsilon^2. \tag{178}$$

Einem Hauptstrahl, der die Achse $\varphi = 0$ im Abstand $r_{max} - \Delta r$ schneidet, entspricht ein Impuls $p - \Delta p$, wobei Δr und Δp verknüpft sind durch

$$\Delta r = \frac{dr}{dp} \Delta p = 2\varrho \frac{\Delta p}{p}. \tag{179}$$

Daraus erhält man eine Größe, deren reziproken Wert man in Analogie zur optischen Spektroskopie als *Auflösungsvermögen* bezeichnet:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta (H\varrho)}{H\varrho} = \frac{s}{2\varrho} + \frac{\varepsilon^2}{2}. \tag{180}$$

Die Größe ε charakterisiert eine andere Eigenschaft des Gerätes, die für seine Anwendung von wesentlicher Bedeutung ist, und die im Falle der optischen Spektrometrie die Lichtstärke des Gerätes darstellt. Der Winkel ε bestimmt den Bruchteil der insgesamt von der Quelle emittierten Elektronen, der in das Spektrometer eintritt. Um eine große Meßgenauigkeit, d.h. ein großes Auflösungsvermögen, zu erzielen, sind die Abmessungen der Quelle und die Öffnung des Strahlenbündels klein zu halten. Man fordert also Quellen hoher spezifischer Aktivität. In der Praxis muß man, da die spezifische Aktivität der Quellen meist von anderen Faktoren bestimmt wird, eine Kompromißlösung finden, die bei gegebener Aktivität und Empfindlichkeit des Strahlungsempfängers ein optimales Auflösungsvermögen ergibt.

Die Bemühungen, die Lichtstärke der Prismenspektrometer zu erhöhen, führten zu abgewandelten Konstruktionen, bei denen anstelle des transversalen homogenen Magnetfeldes ein solches mit einem *Gradienten* quer zur Bahn des Hauptstrahls verwendet wird. Dadurch werden auch die Elektronen mit einer Geschwindigkeitskomponente in der Richtung des Magnetfeldes, die in einem homogenen Feld unbeeinflußt bleibt, auf den Auffänger gelenkt.

Eine weitere Möglichkeit, die Fokussierungseigenschaften zu verbessern, bietet die Anordnung mit einem magnetischen *Sektorfeld*, bei welcher Quelle und Auffänger außerhalb des Magnetfeldes liegen, das geeignete Formen der Berandung, d.h. des Profils der Polschuhe, erhält.

Man unterscheidet hinsichtlich der grundsätzlichen Anordnung zwei *Spektrometermodelle* nach SIEGBAHN und nach RUTHERFORD-ROBINSON. Die Bauweise

nach SIEGBAHN (Abb. 105) ergibt optimale Auflösung bei optimaler Lichtstärke nur für einen bestimmten Bahnradius ϱ. Diese Bauweise ist geeignet für Spektrometer, bei denen der Abstand Quelle—Detektor fest vorgegeben ist und die Impulsmessung durch Variation des Magnetfeldes erfolgt. Bei der Anordnung nach RUTHERFORD-ROBINSON (Abb. 106) geht der Hauptstrahl für jedes $H\varrho$ durch die Mitte des Eintrittsspaltes, man erhält eine gute Abbildung für einen ausgedehnten Impulsbereich; ein solches Gerät ist für die Registrierung des Impulsspektrums auf einer photographischen Platte geeignet. Beide Spektrometer sind mit je einer Abschirmung A versehen.

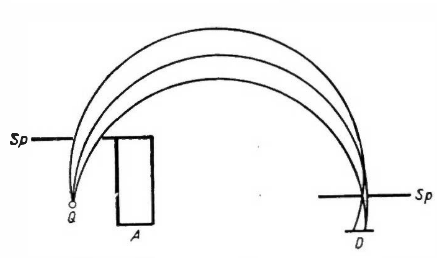


Abb. 105. Spektrometer nach Siegbahn (A = Abschirmung, Q = Strahlungsquelle, Sp = Eintritts- bzw. Austritts-Spalt, D = Detektor)

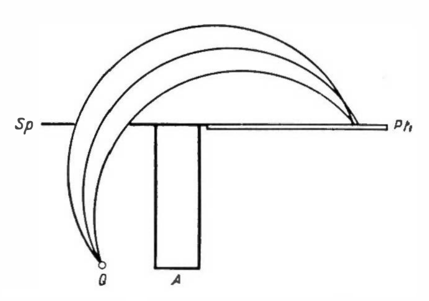


Abb. 106. Spektrometer nach Rutherford-Robinson (Q = Strahlungsquelle, Sp = Eintrittspalt, Ph = Photoplatte, A = Abschirmung)

Die *Linsenspektrometer* machen Gebrauch von den abbildenden Eigenschaften rotationssymmetrischer magnetischer Längsfelder. Die Verbindungslinie von Quelle und Detektor bildet die Symmetrieachse des magnetischen Feldes. Den einfachsten Fall ergibt ein homogenes Längsfeld in einer langen Spule, auf deren Achse Quelle und Detektor innerhalb des Feldes angeordnet sind.

Monochromatische Elektronen, die von der punktförmigen Quelle Q (Abb. 107) unter dem Winkel α gegen die Achse fortfliegen, beschreiben eine spiralförmige Bahn, die im Abstand L von der Quelle die Achse wiederum trifft. Die Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Feldes bleibt ungeändert. Die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Feldrichtung erleidet bei konstant gehaltenem Betrag eine Richtungsänderung, so daß die Projektion der Elektronenbahn auf eine zur Achse senkrechte Ebene einen Kreis darstellt mit dem Radius

$$R = \frac{p \sin \alpha}{e H} . \qquad (173)$$

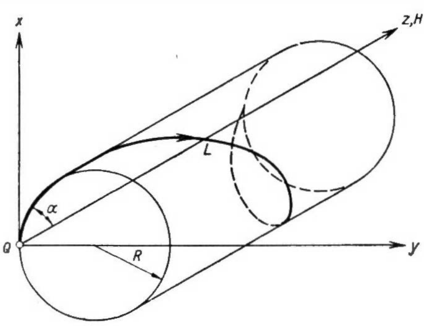


Abb. 107. Linsenspektrometer mit Längsfeld

Während das Elektron diese Kreisbahn durchläuft, führt es zugleich eine Translationsbewegung in Richtung des Feldes parallel zur z-Achse aus.

Nachdem die Kreisbahn vollständig durchlaufen ist, trifft die Bahnkurve wieder die z-Achse.

Alle Elektronen, die unter dem Winkel α von der Quelle in das Feld eintreten und den Impuls p besitzen, bewegen sich auf einer Rotationsfläche, deren Erzeugende die Gleichung

$$r = \frac{2p}{eH} \sin\alpha \sin\left(\frac{z}{\frac{2p}{eH}\cos\alpha}\right) \tag{174}$$

unabhängig von dem Azimut der Anfangsrichtung erfüllt (Abb. 108). Die Bahnkurve schneidet die Achse jeweils an den Stellen (n ganzzahlig)

$$Z_n = n\pi \frac{2p}{eH} \cos\alpha .$$

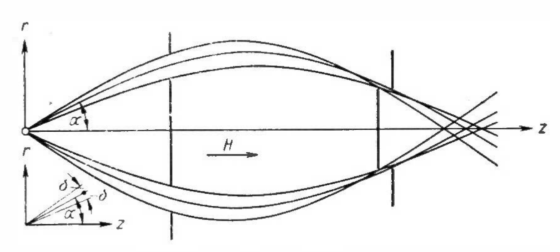


Abb. 108. Teilchenbahnen im Linsenspektrometer

Die Abhängigkeit der Z_n von α zeigt, daß diese magnetische Linse einen Öffnungsfehler besitzt. Aus der Abb. 108 ist ersichtlich, daß sich für Strahlen, deren Anfangsrichtungen in den Winkelbereich $\alpha \pm \delta$ treffen, eine ringförmige Zone engster Strahleinschnürung bildet. An dieser Stelle ist die ringförmige Austrittsblende anzubringen.

Eine Abart dieser Bauweise stellen die Spektrometer mit kurzer Linse dar, bei welchen Quelle und Detektor sich außerhalb des Feldes befinden. Diese Spektrometer sind vorteilhaft, wenn als Detektor ein Szintillationszähler Verwendung findet, welcher durch ein Magnetfeld gestört wird. Lange Linsenspektrometer lassen jedoch auch den Gebrauch von Szintillationszählern zu, wenn man den Sekundärelektronenvervielfacher außerhalb des Feldes anordnet und den optischen Kontakt zwischen Kristall und Photokathode durch einen Lichtleiter herstellt. Linsenspektrometer besitzen eine verhältnismäßig große Lichtstärke, besonders solche, bei denen noch eine Zwischenabbildung stattfindet. Die relative Linienbreite, d. h. das Reziproke des Auflösungsvermögens, beträgt bei flachen Spektrometern etwa 0,2 bis 2%, bei Linsenspektrometern etwa 1 bis 10%, während die Lichtstärke zwischen 0,01 und 0,15% bzw. zwischen 0,2 und 5% liegt.

§ 34. Spektrometer für γ-Strahlung

Die Energie E der γ-Quanten erhält man aus der Wellenlänge der γ-Strahlung vermittels der bekannten Beziehung

$$E = \frac{hc}{\lambda} . \tag{175}$$

Die Messung der Wellenlänge gelingt mit dem *Kristallspektrometer* bis herunter zu Wellenlängen von 10^{-2} Å, welche einer Quantenenergie von 1,23 MeV ent-

sprechen. Das Spektrometer (Abb. 109) ist aus den Spektrometern für Röntgenstrahlen entwickelt worden und besitzt im Prinzip denselben Aufbau. Man verwendet z.B. einen (gebogenen) Quarzkristall, dessen (310) Ebenen einen Abstand von 1,2 Å besitzen. Der Winkel zwischen dem direkten (1) und dem reflektierten Strahl erster Ordnung (2) beträgt bei der oben genannten Wellenlänge 0,4°. Das Intensitätsverhältnis des direkten zum reflektierten Strahl hat eine Größe von etwa 2000 : 1. Aus diesen Angaben erkennt man die Schwierigkeiten, die der Experimentator bei derartigen Messungen zu überwinden hat.

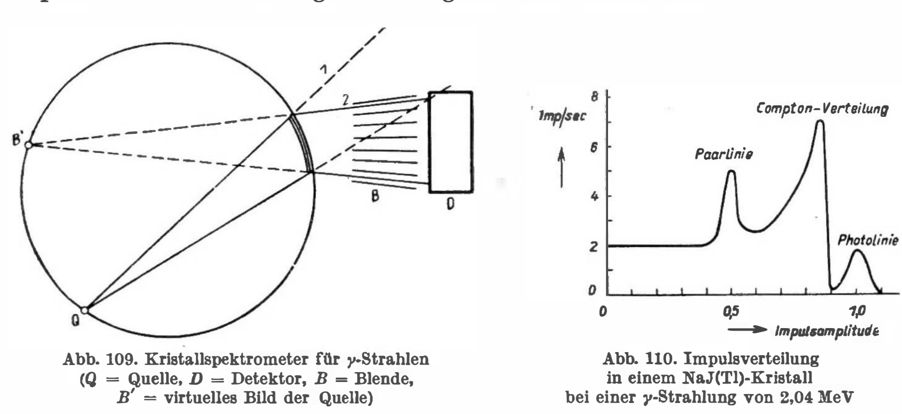


Abb. 109. Kristallspektrometer für γ-Strahlen (Q = Quelle, D = Detektor, B = Blende, B' = virtuelles Bild der Quelle)

Abb. 110. Impulsverteilung in einem NaJ(Tl)-Kristall bei einer γ-Strahlung von 2,04 MeV

Das *Szintillationsspektrometer* für γ-Strahlen beruht auf der Beobachtung, daß in geeigneten Kristallen Proportionalität zwischen der Energie der absorbierten Strahlung und der Intensität des Fluoreszenzlichtes besteht. Durch Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung erzeugt die γ-Strahlung β-Teilchen definierter Energie, welche die Fluoreszenz des Kristalls erregen. Das Fluoreszenzlicht wird auf die Photokathode eines Sekundärelektronenvervielfachers geleitet, dessen Ausgangsimpulse über einen Verstärker einem Impulsamplituden-Analysator zugeführt werden, der die Impulsgrößenverteilung registriert (Abb. 110).
Die Elektronen, welche die γ-Strahlung durch Wechselwirkung mit Materie erzeugt, ermöglichen die Messung der Energie der γ-Quanten in einem Spektrometer für β-Strahlen. An die Stelle der Betastrahlenquelle wird in das Spektrometer ein sog. *Radiator* aus einem schweren Element eingesetzt, welcher unter der Einwirkung der γ-Strahlung Elektronen aussendet. Um Energieverluste der Elektronen im Radiator zu vermeiden, ist es notwendig, diesen in sehr dünner Schicht zu verwenden. Der Wirkungsgrad derartiger Radiatoren ist gering, es sind etwa 10^4 bis 10^5 γ-Quanten erforderlich, um ein Elektron zu erzeugen. Sendet die γ-Strahlungsquelle auch primäre β-Strahlung aus, so ist diese abzufiltern.
Unter Verzicht auf einen äußeren Radiator kann man auch die durch innere Umwandlung erzeugten Elektronen zur Messung der γ-Energie heranziehen. Eine monochromatische γ-Linie erregt mehrere Elektronenlinien, je nachdem aus welcher Elektronenschale des Tochterkerns das Elektron abgelöst wurde. Die

Elektronenenergie ist gleich der γ-Energie, vermindert um die Bindungsenergie des Elektrons. Da die Bindungsenergien in den K-, L- usw. Schalen genau bekannt sind, kann man auch bei zunächst unbekanntem γ-Strahler aus den beobachteten Energiedifferenzen der Elektronenlinien auf das aktive Isotop schließen.

§ 35. Experimentelle Technik der Spektrometrie

Die aktiven Substanzen, deren Strahlung spektrometrisch untersucht werden soll, müssen sehr sorgfältig präpariert werden. Wir erwähnten bereits, daß eine hohe spezifische Aktivität wünschenswert sei, da die Abmessungen der Quelle durch die Forderung eines hohen Auflösungsvermögens begrenzt sind. Das Präparat muß in sehr dünner Schicht vorliegen, damit nicht durch Energieverluste im Präparat selbst die Meßgenauigkeit reduziert wird. Weiterhin ist darauf zu achten, daß nicht durch Streuung am Präparat, an dessen Unterlage oder an anderen von der Strahlung getroffenen Teilen der Apparatur, vor allem den Blendenrändern, Streustrahlung in den Auffänger gelangt. Die Spektrometer müssen, um Streuung der Elektronen am Restgas zu vermeiden, auf etwa 10^{-4} Torr evakuiert werden.

Als Strahlungsempfänger dienen die photographische Platte, das Geiger-Müller-Zählrohr und der Szintillationszähler. Die photographische Platte wird in den Spektrographen vom Typ Rutherford-Robinson verwendet. Man erhält auf einer Aufnahme bei konstant gehaltenem Magnetfeld einen Überblick über einen großen Bereich des Spektrums; die Energie wird aus der Lage der Linien bestimmt. Intensitätsmessungen sind nicht einfach, da die Empfindlichkeit der photographischen Schicht sich mit der Energie der Strahlung ändert. Die Verwendung von Kernspuremulsionen, bei der statt der photographischen Schwärzung die Bahnspuren der einzelnen Elektronen gezählt werden, erfordert eine sehr mühsame Ausmessung unter dem Mikroskop.

Die *Intensitätsmessung* gestaltet sich bei Geiger-Müller-Zählrohren besonders einfach, da die in das Zählrohr eintretende β-Strahlung quantitativ gezählt wird. Schwierigkeiten ergeben sich bei schwachen Quellen kleiner Halbwertszeit, da die Linien nacheinander eingestellt werden müssen und zur Unterschreitung eines bestimmten Meßfehlers in der Intensitätsbestimmung eine bestimmte Zählzeit erforderlich ist.

Um das elektronenoptisch mögliche Auflösungsvermögen auch tatsächlich zu erreichen, muß das Magnetfeld während der Meßdauer in mindestens demselben Verhältnis konstant gehalten werden. Für Absolutmessungen der β-Energie ist auch die Kenntnis des absoluten Wertes der Feldstärke mit entsprechender Genauigkeit erforderlich. Die genaueste Methode (besser als 10^{-2} %) zur Messung der *magnetischen Feldstärke* besteht in der Benutzung der kernmagnetischen Resonanzeffekte an Protonen. Weniger genau, aber für die meisten Geräte ausreichend (etwa 0,1 %) ist der Vergleich der in zwei synchron rotierenden Probespulen induzierten Spannungen, von denen die eine sich im Feld des Spektro-

12*

meters, die andere in einer Helmholtz-Spule befindet. Beide Methoden können auch zur automatischen Stabilisierung des Magnetfeldes benutzt werden. Wird keine Absolutmessung der β-Energie verlangt, so verwendet man zur Eichung des Spektrometers Präparate, deren Strahlung bereits in Präzisionsgeräten genau gemessen wurde. Bei allen Spektrometern, besonders jedoch bei solchen ohne Eisen, also den Linsenspektrometern mit homogenem Feld, bei welchen die Elektronenwege in der Größe von einem Meter liegen, ist das erdmagnetische Feld sorgfältig abzuschirmen oder zu kompensieren.

Für die Aufstellung der Termschemata der aktiven Isotope ist die Kenntnis von *Korrelationen* zwischen den verschiedenen von dem Isotop emittierten Strahlungen von großer Bedeutung. Derartige Korrelationen werden mit der Koinzidenzmethode in Verbindung mit der spektrometrischen Energiemessung untersucht. Man bringt außer dem Detektor des Spektrometers in unmittelbarer Nähe der Quelle einen zweiten Detektor an und registriert die Koinzidenzen zwischen beiden oder man verwendet zwei Spektrometer mit gemeinsamer Quelle und registriert die Koinzidenzen zwischen den von beiden Detektoren angezeigten Impulsen. Die zweite Methode ist insofern aufschlußreicher, als in beiden Spektrometern unabhängig voneinander bestimmte Linien eingestellt werden können.

Konstruiert man ein solches Koinzidenz-Spektrometer so, daß die beiden Spektrometer gegeneinander geschwenkt werden können, so erhält man ein Spektrogoniometer, in welchem man Winkelkorrelationen der Komponenten der Strahlung untersuchen kann. Für sehr große γ-Strahlenenergien (> 5 MeV) ist das Paar-Spektrometer wertvoll, welches ebenfalls in einer Koinzidenzanordnung von allen sekundär erzeugten Teilchen nur das Elektron-Positron-Paar registriert.

C. TEILCHENBESCHLEUNIGER

Zur Durchführung von Kernumwandlungen werden energiereiche Teilchen als Geschosse benötigt; sie werden in Teilchenbeschleunigern gewonnen.[1])
Das Gebiet der Beschleuniger läßt sich grundsätzlich in das der *Kreisbeschleuniger* und das der *Linearbeschleuniger* einteilen. Die Kreisbeschleuniger umfassen vor allem das Betatron und das Zyklotron, gewissermaßen die beiden klassischen Geräte; weiterhin – aus ihnen hervorgegangen – gehören das Synchrozyklotron und in der modernsten Entwicklung das Synchrotron in seiner Form für Elektronen und etwas abgeändert für Protonen und schwerere Teilchen zu den Kreisbeschleunigern.
Hierbei ist zu bemerken, daß während der ganzen Entwicklung stets zwei Gruppen von Geräten existierten, einmal solche zur Beschleunigung von *Elektronen* und ein andermal solche zur Beschleunigung von *Protonen*, *Deuteronen* und *α-Teilchen*. Es läßt sich grundsätzlich zeigen, daß die Schwierigkeiten beim Einschuß der Partikel zwei Wege, wie oben angedeutet, in der Entwicklung fordern: Das Elektron erreicht wegen seiner kleinen Ruhmasse m_0 bereits sehr bald das relativistische Gebiet, in welchem seine Geschwindigkeit v annähernd gleich der Lichtgeschwindigkeit c wird, während die schwereren Teilchen hierfür eine beträchtlich größere Energie aufnehmen müssen und damit bis zum Erreichen des relativistischen Gebietes eine beträchtlich größere Zeit beanspruchen.
So haben sich bereits am Anfang der Entwicklung in den Arbeiten von WIEDERÖE, SLEPIAN, WALTON u. a. am Problem der Elektronen- und Ionenbeschleunigung die Wege getrennt, einerseits zum *Betatron* führend und andererseits das *Zyklotron* in seiner Urform herausbildend.
Es mag auf den ersten Blick so erscheinen, als ob eine Vereinigung des Betatron- und des Zyklotronsystems unmittelbar zum *Synchrotron* führe. Dies kann jedoch nur eine sehr oberflächliche Betrachtung ergeben, denn es stellt sich heraus, daß das letztgenannte Gerät völlig arteigene Eigenschaften aufweist (Phasenstabilisierung und Bahnstabilisierung), welche bei den vorgenannten nicht gleichzeitig vorhanden sind. Gerade diese Eigenschaften sind es, welche bei der modernen Entwicklung unserer Tage immer mehr herausgearbeitet werden und zu den Großbeschleunigern führen, denen die Grenzen der klassischen Geräte nicht anhaften.
Von Anfang an führt neben den Kreisbeschleunigern ein gerader Weg zu den Linearbeschleunigern, geschaffen aus dem Gedanken, jede Strahlungsdämpfung des auf kreisförmiger Bahn geführten Teilchens zu vermeiden. Bereits in der

[1]) Zusammenfassende Darstellungen dieses Gebietes in deutscher Sprache: R. KOLLATH [80], H. KOPFERMANN [68].

ersten Arbeit von WIEDERÖE [61] im Jahre 1928 wird für schwere Ionen (Hg) dieser Weg angegeben. Allerdings hat die Entwicklung sich sehr hingeschleppt und erst später einen kräftigen Impuls bekommen, als die Ultrakurzwellentechnik und die Physik der Hohlraumschwinger in starkem Maße entwickelt wurde.
Die Umkehrung des Prinzips der modernen UKW-Röhren, d.h. des Gedankens, durch einen phasengebündelten Elektronenstrahl eine Wanderwelle anzuregen, führt zum *modernen Linearbeschleuniger*, bei dem aus einer in einem Rohr besonderer Form laufenden Wanderwelle die Energie zur Beschleunigung der Elektronen oder Ionen bezogen wird.
Es läßt sich heute schwer sagen, welches der beiden genannten Hauptgebiete in Zukunft in den Vordergrund treten wird. Bemerkenswert ist es auf jeden Fall, daß beide Prinzipien zur Teilchenbeschleunigung, sowohl für die Kernphysik wie auch zur Erzeugung durchdringender Strahlen (Röntgenphysik), mehr und mehr herangezogen werden, so daß bereits jetzt ohne weiteres die technische Möglichkeit besteht, Röntgen- oder besser γ-Strahlen bis zu 600 MeV herzustellen.
Die Großbeschleuniger allerdings, welche jetzt in Funktion genommen wurden oder noch im Bau sind, erreichen das Gebiet 10^{10} eV. Sie gehören der Gruppe der Kreisbeschleuniger an.

VII. Linearbeschleuniger

§ 36. Klassische Linearbeschleuniger (Statische Felder)

Als klassische Linearbeschleuniger werden gewöhnlich Linearbeschleuniger bezeichnet, welche unter Verwendung statischer Felder arbeiten, d.h. die das Gesamtpotential, welches zur Beschleunigung verwendet wird, in entsprechende, experimentell tragbare Teilpotentiale aufteilen. Mit derartigen Beschleunigern wurden die ersten kernphysikalischen Arbeiten mit künstlich beschleunigten Teilchen durchgeführt.

a) Erzwungene Potentialaufteilung

Als *Quelle der Ionen* dienen für alle Beschleuniger durchweg Gasentladungen, bei den alten Arbeiten gewöhnliche Kanalstrahlrohre, bei neueren zumeist Gasentladungen mit Glühkathoden, wobei besonderer Wert auf die magnetische Konzentration des Elektronenstrahls gelegt wird, um möglichst hohe Ionendichten zu erreichen. Die Geschwindigkeit der Ionen, welche man aus derartigen Entladungsrohren elektrostatisch absaugen kann, ist bekanntlich beschränkt und nicht homogen. Nach dem zuerst von W. WIEN durchgeführten *Nachbeschleunigungsverfahren* kann man solche Ionenstrahlen im Hochvakuum auf höhere Geschwindigkeiten bringen. Werden mehrere solche Wiensche Beschleunigungsstrecken hintereinandergeschaltet, so entsteht der hier zu beschreibende *statische*

Linearbeschleuniger. Derartige Entladungsrohre mit Nachbeschleunigung sind in großer Zahl entwickelt worden, wobei zwei Hauptziele verfolgt worden sind:

1. eine tragbare Verteilung der Potentiale und
2. eine möglichst gute Fokussierung der Ionenstrahlen durch entsprechende Dimensionierung der Beschleunigungsfelder.

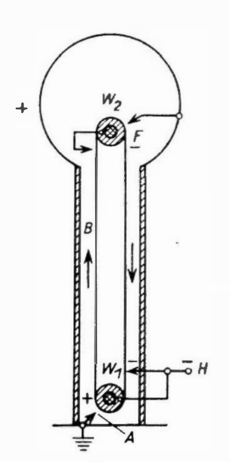


Abb. 111. Van de Graaff-Generator ohne Hilfsspannung (B = Band, W_1, W_2 = Rollen, A, F = Sprühkämme)

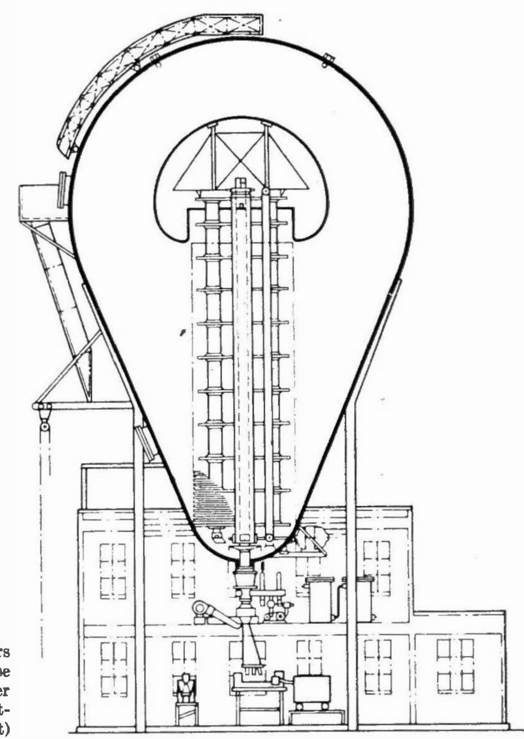


Abb. 112. Konstruktion des Druckgenerators des Forschungslaboratoriums der Westinghause (Breite des Tanks 9 m, Höhe 14 m, maximaler Druck 8,4 atm; die Spannung ist durch Entladungen längs der Bänder auf 3,7 MV begrenzt)

Die günstige Verteilung der Potentiale verlangt entsprechend geeignete *Hochspannungsquellen.* Eine Möglichkeit hierfür besteht darin, durch Verwendung paralleler ohmscher Widerstände zwangsläufig das zur Verfügung stehende Gesamtpotential in die erforderlichen Potentialstufen aufzuteilen. Dieses Verfahren ist erforderlich, wenn die Hochspannungsquelle kein geschichtetes Potential liefert. Hierzu gehören in erster Linie die vielfach verwendeten *van de Graaff-Generatoren,* bei denen der Konduktor die volle Spannung gegen Erde trägt (Abb. 111). Zumeist werden das Entladungsrohr und der Generator so zusammengebaut, daß die durch Widerstände gesteuerten Potentialschutzringe das Transportband und die Entladungsrohre gleichzeitig umgeben und für beide eine zwangsläufige Potentialverteilung schaffen.

Derartige Anlagen sind nicht nur zur Erzeugung hochbeschleunigter Ionen, sondern bei umgekehrter Polung auch zur Beschleunigung von Elektronen — und

damit zur Erzeugung von Röntgenstrahlen – in vielfacher Abwandlung gebaut worden, bei modernen Anlagen zumeist so, daß Generator und Entladungsrohre in einem gemeinsamen Druckkessel untergebracht wurden.

b) Natürliche Potentialaufteilung

Der an sich anspruchslose van de Graaff-Generator bedarf umfangreicher Hilfseinrichtungen, falls die Arbeitsspannung über etwa 1 MV hinausgehen soll. Die Maschine muß dann in einem Druckkessel eingebaut werden (Abb. 112). Die notwendigen Druckanlagen und die Einrichtungen zur Trocknung des Füllgases und zum Versetzen mit Zusatzstoffen, welche die Durchschlagsspannung erhöhen (z. B. CCl_4), übertreffen den eigentlichen Generatorteil räumlich um ein Vielfaches. Aus diesem Grunde geht man in letzter Zeit wieder mehr zu Kaskadenanordnungen unter Druck oder Öl über; die Ventile werden dabei vielfach neuerdings durch Ketten aus Trockengleichrichtern ersetzt.

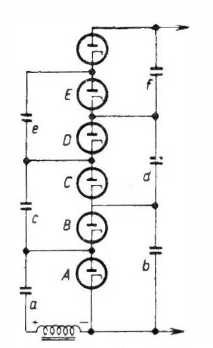


Abb. 113. Cockroft-Walton-Kreis

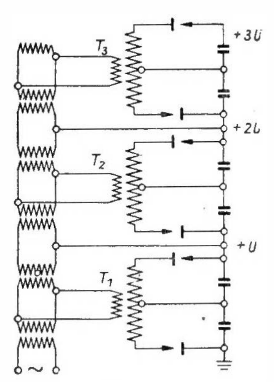


Abb. 114. Transformator in Reihe mit Gleichrichtern und Kondensatoren zur Erzeugung hoher Gleichspannung

Die *Kaskadengeneratoren* bieten außerdem den Vorteil, daß die Gesamtspannung eine natürliche Stufung aufweist. Dies gibt die Möglichkeit, die einzelnen Spannungsstufen der Kondensatorketten mit den entsprechenden Stufen der Beschleunigungsröhre zu verbinden; es sind also keine zusätzlichen Einrichtungen zur zwangsweisen Spannungssteuerung notwendig. Die Hochspannungskaskaden lassen sich auf zwei Arten aufbauen: entweder durch eine Aufeinanderschaltung von *Villard- und Greinacher-Stufen* (Abb. 113), wobei die ersteren zur jeweiligen Verdoppelung der oszillierenden Gleichspannung, die letzteren zur Glättung, abgesehen von der bei Stromentnahme notwendigen Restwelligkeit, dienen, oder durch eine Hintereinanderschaltung von Greinacher-Stufen allein (Abb. 114), welche jeweils über eine Kaskade von Trenntransformatoren gespeist werden. Der erstgenannte Kaskadentyp wird in der neueren Literatur häufig als *Cockroft-Walton-Kreis* bezeichnet, zur Erinnerung daran, daß mit diesem Apparatetypus zum ersten Male eine Fusionsreaktion durch künstlich beschleunigte Teilchen gelang.

Ein Beispiel einer besonders für kurzen Ionenweg konstruierten Beschleunigungsröhre ist in Abb. 115 gezeigt. Es hat sich bewährt, derartige Rohre unmittelbar mit einer Kaskade Stufe für Stufe zusammenzuschalten, oft im gemeinsamen Druckkessel oder Öltank. Ein modernes Aggregat dieser Art zeigt Abb. 116. Die Tatsache, daß moderne Konstruktionen solcher „klassischer

Anlagen" vorliegen, zeigt, wie wichtig solche Beschleuniger für die heutige Kernphysik noch sind, einmal als erstes Beschleunigungsglied für die später besprochenen Großanlagen und zum anderen als Neutronengenerator, wie Abb. 116 zeigt. Die beschriebene Anlage ist in der Lage, einen Strom von 10^{10} Neutronen je sec weitgehend monochromatisch zu liefern [63].

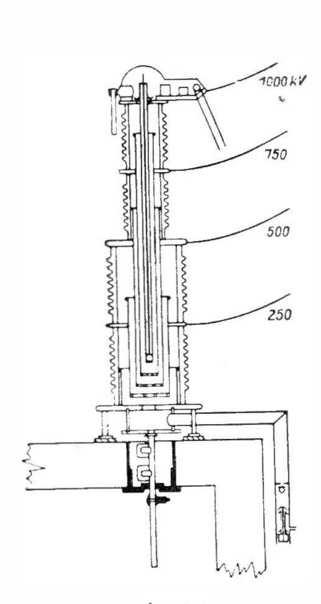


Abb. 115.
Röhrenkonstruktion von Stephens und Lauritsen [62] mit kurzer Beschleunigungsstrecke für die Ionen

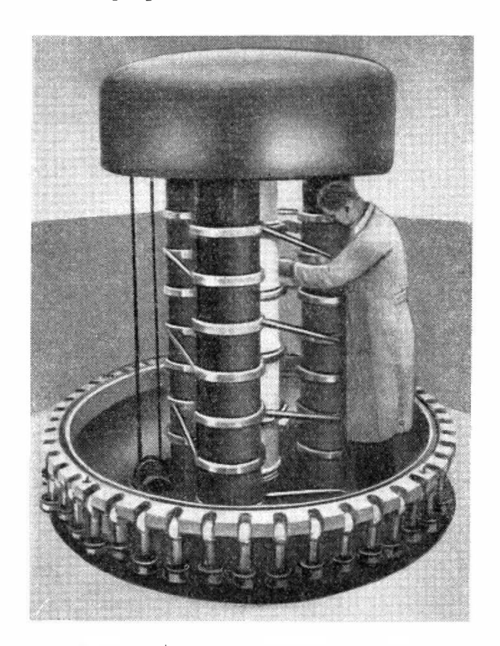


Abb. 116. Kaskadengenerator für 1 MeV, in drei Säulen um die Porzellan-Beschleunigungsröhre herum aufgebaut (links der isolierende Treibriemen, über den die Dynamo für die Heizstromversorgung der Ionenquelle und andere Hilfsgeräte angetrieben werden) (nach v. Dorsten)

§ 37. Hochfrequenz-Linearbeschleuniger

a) Verwendung stehender Wellen

Die großen technischen Schwierigkeiten, das an dem oberen Ende der Röhre liegende Gesamtpotential gegen Erde zu beherrschen, umgeht man dadurch, daß man an die Beschleunigungsstrecken *hochfrequente Spannungen* legt. Sorgt man dafür, daß die zu beschleunigenden Partikel während der Fehlphase sich in feldfreien Räumen aufhalten, so wird während der Wirkphase die Energie der Partikel beim Übergang von Stufe zu Stufe stets erhöht werden, wobei die Hochfrequenzspannung in der notwendigen Höhe konstant gehalten wird. Bezeichnet man mit U die Scheitelspannung der hochfrequenten Schwingungen, mit n die

Zahl der Stufen, mit l_n die Länge der n-ten Stufe oder Driftröhre, mit m die Masse der Partikel, so ist die ***Frequenz*** gegeben durch die Gleichung

$$f = \frac{1}{2 l_n} \sqrt{\frac{2\, e\, n\, U}{m}}\,. \tag{176}$$

Wie man sieht, muß bei konstantem f die Länge der Driftröhren l_n quadratisch mit der zunehmenden kinetischen Energie der Partikel $n\,e\,U$ wachsen. Mit der-

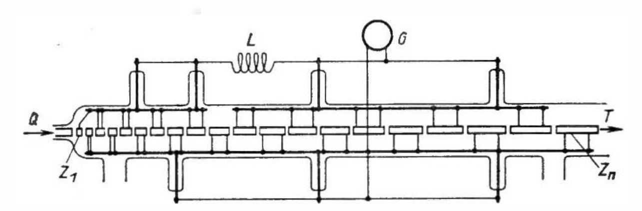


Abb. 117. Stufenweise Beschleunigung nach Wideröe (später auch Sloan und Lawrence)

artigen Linearbeschleunigern ließen sich bei tragbarer Länge l_n zunächst Hg-Ionen auf etwa 1 MeV beschleunigen. Mit der Entwicklung der Hochvakuumtechnik ist inzwischen die Verwendung größerer Längen möglich geworden. Die zunehmende technische Beherrschung immer höherer Frequenzen hat die Endenergie weit über das 10 MeV-Gebiet anwachsen lassen. Abb. 117 zeigt eine Ausführung, wie sie zunächst von WIEDERÖE [61] und später von SLOAN und LAWRENCE [64] verwendet wurde (Q = Ionenquelle, T = Target, G = Hochfrequenzgenerator $7 \cdot 10^6$ Hz, 45 kV, 20 kW). Mit höher werdender Frequenz war der Übergang zu *Hohlraumresonanzen* notwendig. Abb. 118 zeigt eine Anordnung, wie sie ALVAREZ [65] zum Beschleunigen von Protonen benutzte.

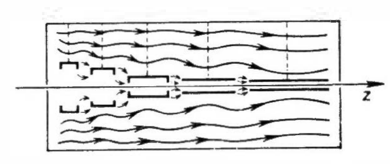


Abb. 118. Prinzip eines Hohlraumresonators zur Protonenbeschleunigung

Auch hier sind geeignete abgestimmte Driftröhren notwendig, durch welche das elektrische Feld verzerrt und die Verluste erhöht werden. Ferner sind außerordentlich hohe Hochfrequenzleistungen, wie nachfolgende Beispiele zeigen, erforderlich. ALVAREZ baute einen derartigen Linearbeschleuniger für Protonenenergien von 31,8 MeV; nachfolgend sind einige Daten dieses Gerätes (California University) angegeben:

Länge	40 ft (12,2 m)
Durchmesser	39 in ($\sim$ 1 m)
Zahl der Driftröhren	47
Frequenz	202,5 MHz
HF-Leistung	2,5 MW
Impulsdauer	600 μsec
Anfangsenergie der Protonen	4 MeV (v. d. GRAAFF)
Protonenstrom	16 μA

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei dem im Bau befindlichen Linearbeschleuniger der CERN[1]), welcher die Protonen für das Synchrotron liefern soll: Bei 50 MeV Endenergie muß von 500 keV ausgehend der aus einer Kaskade kommende Protonenstrom in drei Stufen beschleunigt werden. Der erste Hohlraum für 0,5 auf 10 MeV ist 6 m lang. Der zweite und dritte Teil, in dem von 10 bis 30 MeV bzw. von 30 bis 50 MeV beschleunigt wird, sind je 11 m lang. Die Dauer des Protonenimpulses beträgt 500 µsec. Die erforderliche Hochfrequenzleistung von 2 MW bei 200 MHz erfordert bei der relativ großen Impulsdauer außerordentlichen technischen Aufwand.

b) Verwendung fortschreitender Wellen (Wellenreiterprinzip)

Im Gegensatz zur Verwendung von Resonanzschwingungen in Hohlräumen, also stehenden Schwingungen, kann man geladene Teilchen auch durch fortlaufende Wellen beschleunigen, vorausgesetzt, daß die Phasengeschwindigkeit vergleichbar mit der der Korpuskel ist. Denken wir uns ein Ion oder Elektron auf der rechten Flanke eines sich nach rechts fortbewegenden Wellenberges befindlich, so wird dauernd Energie aufgenommen, vorausgesetzt, die Geschwindigkeit der Welle ist gleich oder etwas kleiner als die des geladenen Körpers. Die Durchführung dieses *Wellenreiterprinzipes* ist allerdings nicht so einfach, wie es zunächst scheinen mag.

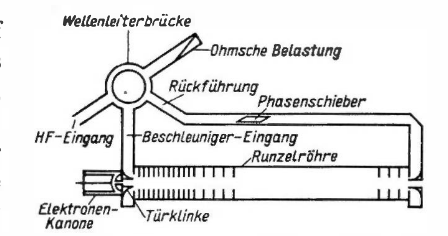


Abb. 119. Linearbeschleuniger mit Energierückführung über eine Wellenbrücke nach MILLER [66]

Man kann keineswegs ein glattes leitendes Rohr verwenden, um in ihm mit einer durchlaufenden Welle ein geladenes Teilchen zu beschleunigen. Die Phasengeschwindigkeit wird man so nicht auf den notwendigen Wert herabsetzen können. Von mehreren Vorschlägen scheinen zunächst zwei am aussichtsreichsten. Der erste wurde von JOHNSON und unabhängig von WALKINGSHAW und WYLLIE gemacht und sieht die Beschleunigung in der Achse einer Drahtwendel vor, auf welcher die HF-Welle entlang läuft. Es scheint, daß diese Methode zur Beschleunigung von Protonen bis 100 MeV geeignet ist. Der zweite betrifft eine von verschiedenen Forschungsgruppen erprobte Anordnung, die sog. *Runzelröhre* („Corrugated Guide"), eine leitende zylindrische Röhre mit – zum Zwecke einer geeigneten Phasengeschwindigkeit – genau errechneten Blendeneinsätzen. Durch entsprechende Bemessung von Blendenöffnung, Rohrdurchmesser und Abstand läßt sich Phasen- und Teilchengeschwindigkeit anpassen. Wegen der großen Signalgeschwindigkeit wird auch die Energieaufwendung groß, d.h., es wird eine große Energiezufuhr seitens des Senders notwendig sein, um die zum Aufbau des Beschleunigungsfeldes notwendige Energiedichte zu erreichen. Wie Abb. 119

[1]) CERN = Confédération Européenne pour la Recherche Nucléaire, Genève.

zeigt, läßt sich durch geeignete Rückführung der Energie, nachdem die Beschleunigungsröhre durchlaufen ist, der Sender um etwa 50% entlasten. Diese Anordnung dient — wie fast ausschließlich alle Apparate dieses Types — zur Beschleunigung von Elektronen.

VIII. Kreisbeschleuniger

§ 38. Das Betatron oder die Elektronenschleuder

Das Betatron macht zur Beschleunigung eines geladenen Teilchens Gebrauch von dem auf Grund der 2. Maxwellschen Gleichung bei Änderung eines magnetischen Kraftflusses auftretenden elektrischen *Wirbelfeld*. Es ist somit eine physikalische Anwendung des Transformatorenprinzipes, ein Transformator, bei dem die Sekundärwicklung durch einen Ringstrom geladener Teilchen ersetzt wird. Selbstverständlich muß, damit dieser Strom sich ungestört ausbilden kann, der ganze Beschleunigungsvorgang in einem außerordentlich gut evakuierten ringförmigen Gefäß erfolgen. Es ist außerdem erforderlich, durch ein zusätzliches Magnetfeld, das sog. ***Führungsfeld***, die Teilchen dauernd auf der gewünschten Kreisbahn zu halten. Bei den meisten Geräten wird dieses Führungsfeld durch magnetische Abspaltung vom *Haupt-* oder *Beschleunigungsfeld* gewonnen (Abb. 120).

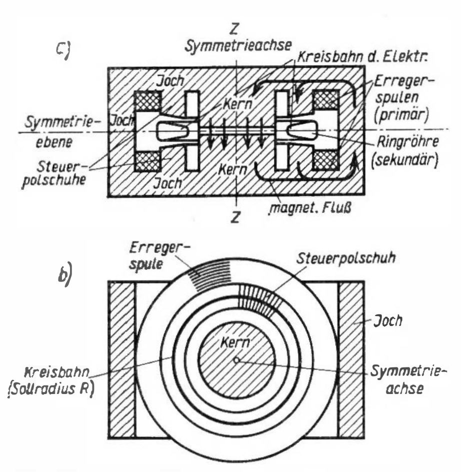


Abb. 120. Schnitt durch die Symmetrieachse (a) bzw. die Symmetrieebene (b) eines Betatrons (schematisch)

Folgende Betrachtung zeigt den Zusammenhang zwischen Führungs- und Beschleunigungsfeld: Für die Bewegung des Elektrons gelten die Gleichungen

$$\frac{d}{dt}(m\dot{r}) = m r \dot{\varphi}^2 - e r \dot{\varphi} B_z , \tag{177}$$

$$\frac{d}{dt}(m\dot{z}) = e r \dot{\varphi} B_r , \tag{178}$$

$$\frac{d(mr^2\dot{\varphi})}{dt} = - e r \xi_\varphi + e r \dot{r} B_z - e r \dot{z} B_r . \tag{179}$$

r bezeichnet den Radius der Elektronenbahn, B_r und B_z sind die Komponenten der magnetischen Induktion am Ort des Elektrons. ξ_φ ist die elektrische Wirbelfeld-

stärke, die sich aus der Integration der 2. Maxwell-Gleichung für eine Kreisbahn mit dem Radius r ergibt zu

$$\xi_\varphi = -\frac{1}{2\pi r}\frac{\delta}{\delta t}\int_0^r B(\varrho\, t)\, 2\pi\varrho\, d\varrho = \xi(r, t)\,.$$

(177) betrifft den Einfluß der Zentrifugalkraft und der Radialkomponente der Lorentzkraft, (178) die Axialkomponente der Lorentzkraft, (179) stellt den Drehimpulssatz dar.

Es sei hier lediglich die Frage behandelt, ob es einen Kreis $r = \text{const}$ gibt, auf dem sich das ungestörte Elektron während der Beschleunigung bewegen kann. Existiert ein solcher Kreis, so gilt aus Symmetriegründen für ihn $z = 0$, $\dot{z} = 0$ und $\ddot{z} = 0$. Die Bewegungsgleichungen gehen dann über in

$$\frac{d(m\dot{r})}{dt} = m r \dot{\varphi}^2 - e r \dot{\varphi} B_z \tag{180}$$

und

$$\frac{d(m r^2 \dot{\varphi})}{dt} = e r\, \xi_\varphi + e \dot{r} B_z r. \tag{181}$$

Soll die Lösung von (180) und (181) ein Kreis sein, so muß man $\dot{r} = 0$, $\ddot{r} = 0$ fordern.

Aus (180) folgt dann

$$m r \dot{\varphi}^2 = e r \dot{\varphi} B_z \qquad \text{und} \qquad \dot{\varphi} = \frac{e B_z}{m}\,.$$

Den zu bestimmenden Kreis nennen wir den *Sollkreis*, für den $r = r_s$ ist. Der azimutale Impuls $p_\varphi = m r \dot{\varphi}$ wird auf dem Sollkreis gleich

$$p_s = m r_s \dot{\varphi} = \frac{m r_s e B_s}{m}\,.$$

Aus (181) folgt $\dot{p}_s = -e\xi_\varphi$,

$$\xi_{\varphi(r=r_s)} = -\frac{1}{2\pi r_s}\frac{d}{dt}\int_0^{r_s} B\, 2\pi\varrho\, d\varrho = -\frac{1}{2\pi r_s}\dot{\Phi}_s;$$

Φ_s stellt den magnetischen Fluß durch den Sollkreis dar.

Es folgt

$$\dot{p}_s = \frac{e}{2\pi r_s}\dot{\Phi}_s$$

oder, wenn man gemäß der Anfangsbedingung für $t = 0$, $p_s = 0$ und $\Phi_s = 0$ integriert, $p_s = \frac{e}{2\pi r_s}\Phi_s = e r_s B_s$. Mit $\Phi_s = r_s^2 \pi \overline{B}$ folgt

$$\frac{e}{2\pi r_s} r_s^2 \pi \overline{B} = e r_s B_s\,, \qquad \text{also} \qquad B_s = \frac{1}{2}\overline{B}. \tag{182}$$

Hiermit wurde als Bedingung für die Existenz der Sollkreisbahn der von R. WIEDERÖE aufgestellte Satz gefunden: Die Feldstärke am Sollkreis muß halb so groß wie das mittlere Feld im Sollkreis sein.
Die für den Vorgang erforderliche Änderung des Kraftflusses, nach Möglichkeit eine lineare Änderung, ist dadurch vorhanden, daß man die Erregerwicklung mit einem Wechselstrom speist und soweit wie möglich den linearen Anstieg oder Abfall der Sinuskurve zur Beschleunigung benutzt, d.h., es wird nur eine bestimmte Zeit als Beschleunigungszeit für eine Gruppe von Teilchen zur Verfügung stehen, welche zu Beginn des linearen Ansteigens (0-Durchgang) eingeschossen wird.
Hieraus ergibt sich, daß die Kathode zu einem festliegenden Zeitpunkt Emissionsimpulse liefern muß. Theoretisch müßte es möglich sein, die herumlaufenden Teilchen so lange zu beschleunigen, bis die bei einem Umlauf gewonnene Energie gleich der durch die Zentrifugalbeschleunigung verlorenen wird *(Strahlungsdämpfung)*. Diese Grenze liegt nach Arbeiten von IWANENKO und POMERANTSCHUK [67] bei etwa 500 MeV. Gebaut wurden derartige Geräte bis zu 300 MeV; heute geht man bereits bei über 30 MeV zum Synchrotronbetrieb über.
Die Schwierigkeit des Betatronbetriebes liegt keineswegs im Beschleunigungsvorgang bis zu eben genannten Grenzen. Sie besteht im Gegenteil darin, die Elektronen zu Beginn des Beschleunigungsvorganges als langsame Teilchen auf die vorgeschriebene Bahn zu bringen. Man könnte daran denken, etwa Elektronen mittels einer geeigneten Kathode bei passendem Tangentialimpuls unmittelbar auf den gewünschten Kreis einzuschießen; die Elektronen würden dann aber nach dem ersten Umlauf wieder auf den Einschußapparat treffen und nicht mehr weiter beschleunigt werden. Man muß deshalb das Einschießen innerhalb oder außerhalb des gewünschten Arbeitskreises (Sollkreises) vornehmen. Die Elektronen werden dann in Form von Schwingungen auf den Sollkreis laufen, wenn ihr Tangentialimpuls bestimmte Größen nicht über- oder unterschreitet. Eine genaue Durchrechnung dieser Einschußtheorie wurde u. a. von KOPFERMANN [68] und K. GUND [69] durchgeführt.
Gerade diese theoretischen Überlegungen zeigen, daß es für schwerere Teilchen (Ionen) unmöglich ist, nach diesem Prinzip einzuschießen, da die Hochbeschleunigung – wie bereits erwähnt – zu langsam erfolgt, die relativistische Geschwindigkeit erst nach zu vielen Umläufen erreicht wird. Der größte Teil der Ionen würde durch die sich ausbildenden Schwingungen an den Wänden verloren gehen.
Für Elektronen dagegen ist eine technische Durchführung möglich, allerdings muß der Aufbau des Kathodenapparates sehr gut überlegt werden, wenn man ausreichende Strahlintensitäten bekommen will. Während der Einschußzeit (10^{-5} sec) sind an die dimensionsmäßig sehr kleine Kathode mindestens 5 kV zu legen. Bei modernen Schleudern geht man sogar bis 50 kV und darüber. Die verschiedenen technischen Lösungen dieses Problemes können hier nicht beschrieben werden. Sie sind bei GUND anders als bei WIEDERÖE und auch verschieden von dem amerikanischen System. Es soll nur erwähnt werden, daß hier der schwierigste Punkt des Problemes liegt, und daß außerdem hierin die Gründe zu suchen sind, warum ein Einschuß von Ionen unmöglich ist.

Die Herausführung der Elektronen am Ende der Beschleunigungszeit bereitet ebenfalls gewisse Schwierigkeiten. Es werden zwei Endresultate wechselnd angestrebt, und zwar erstens die Erzeugung von Röntgenstrahlen, d. h. die Entbindung der Elektronen vom Sollkreis in der Weise, daß sie auf eine bremsende Antikathode fliegen, und zweitens die Herausführung der Elektronen aus dem Vakuumraum überhaupt, um sie dann als Elektronenstrahl weiter verwenden zu können. Man kann dieses Problem so lösen, daß man die Stabilisierung der Kreisbahn, d.h. die Bedingung, die man zwischen ***Führungsfeld*** und ***Beschleunigungsfeld*** aufrechterhalten muß, stört. Dies kann z.B. durch Übersättigung im Beschleunigungsfeld erreicht werden oder durch entsprechende magnetische Zusatzfelder, die das Führungsfeld kurzzeitig erhöhen oder erniedrigen, so daß die Elektronen vom Sollkreis auf eine Bahn mit kleinerem oder größerem Radius geraten, auf welcher man den Auffänger aufstellt. Um die Elektronen an einer bestimmten Stelle, etwa an einem Fenster, in Freiheit zu setzen, hat sich ein Verfahren bewährt, das von GUND ausgearbeitet wurde. Er verwendet eine dünne Streufolie; die Elektronen werden durch diese aus der Kreisbahn geworfen und mittels eines nachfolgenden Ablenkkondensators nach außen gelenkt.

Nach dieser kurzen Darstellung des Arbeitsprinzips des klassischen Betatrons soll schließlich noch folgendes gesagt werden:

Bei der Dimensionierung werden i. allg. die Frequenz, welche verwendet werden soll, und die Endenergie festgelegt sein. Sieht man von einer Festlegung der Frequenz ab, so läßt sich generell zwischen der ***Endenergie*** und der zur Verfügung stehenden Windungsspannung U_W die Beziehung angeben

$$E = K \frac{U_w}{r_s \omega}, \tag{183}$$

d.h., man hat unter Umständen bei Verwendung von Hochfrequenz nach obiger Beziehung die Möglichkeit, r_s kleiner zu machen, ohne auf Eisensorten mit sehr hohen Sättigungswerten zurückgreifen zu müssen. Dies ergibt, daß mit größer werdender Frequenz der Radius des Beschleunigungsrohres verkleinert werden kann, ein Umstand, der bei Hochfrequenzschleudern zu verhältnismäßig kurzen Beschleunigungswegen für die Elektronen führt. Den Zusammenhang zwischen Beschleunigungsweg und Frequenz erkennt man auch an der Beziehung $S \approx \frac{c}{4\nu}$ ($S =$ Beschleunigungsweg!). Dieser Vorteil wird allerdings erkauft durch gewisse Schwierigkeiten beim Einschuß. Wegen der kleinen Dimension des Beschleunigungsrohres kann man nicht mehr damit rechnen, daß zu langsame Elektronen den ersten Umlauf wegen der auftretenden Einschußschwingung unbehindert vollenden können.

Versuche haben aber gezeigt, daß noch bei 8 Hz und Einschußspannungen über 2,5 kV das Problem zu meistern ist. Technisch wird für die Frequenz allerdings schnell eine obere Grenze gesetzt sein, wenn man nicht mit Schleudern ohne Eisenjoch, sog. „eisenarmen“ Anordnungen arbeitet. Durchgesetzt hat sich bisher

die bequemere Verwendung der Netzfrequenz. Abb. 121 zeigt eine 50 Hz-Schleuder für die praktische *Materialdurchleuchtung*. Das Gerät besitzt zwei Kathoden und Antikathoden zwecks stereometrischer Bilderzeugung.

Für Hochfrequenzschleudern ergibt sich aus (183), daß bei größer werdender Endenergie entweder die Frequenz herabgesetzt werden muß oder die Windungsspannung entsprechend zu erhöhen ist, was schließlich auf Grenzen hinsichtlich der verwendeten Kondensatoren bzw. der Wicklungsisolation trifft.

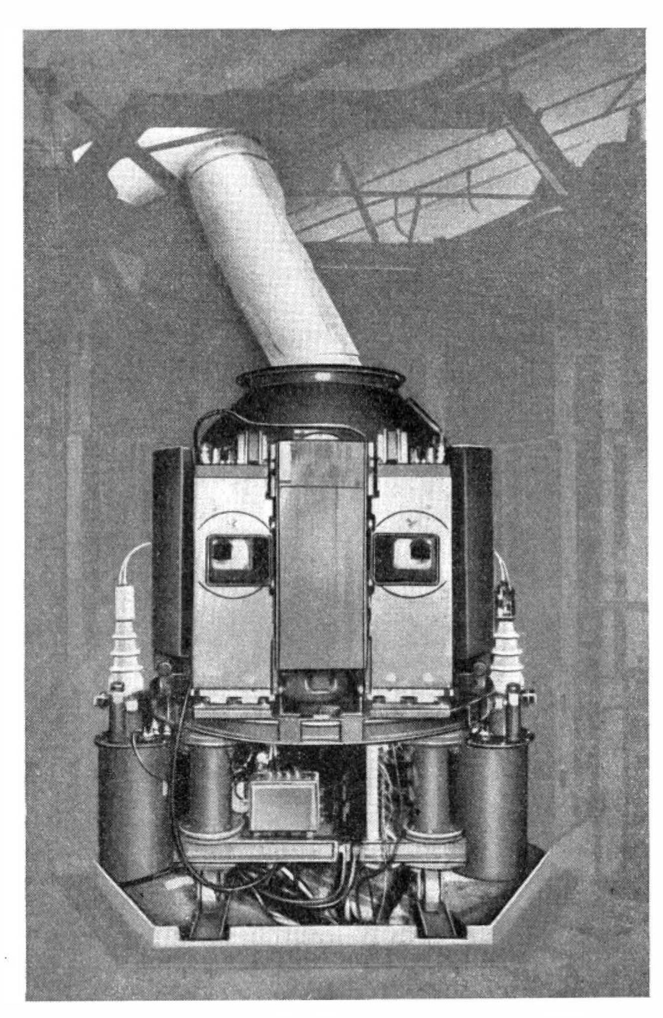


Abb. 121. 31 MeV-Betatron (R. Wideröe-Brown-Boveri) 50 Hz

§ 39. Das Zyklotron

a) Das klassische Zyklotron

Gleichzeitig mit dem Betatron entstand oftmals auf Grund der gleichen Untersuchungen das Zyklotron [70], das in seiner klassischen Form mit einem festen Magnetfeld und einer festen Hochfrequenzspannung arbeitet, welche an besondere Elektroden, die sog. Dees, gelegt wird. Zwischen diesen werden die Teilchen – vom Magnetfeld geführt – beschleunigt. Das Zyklotron stellt also gewissermaßen einen aufgewickelten Linearbeschleuniger dar, wie er in § 37 beschrieben wurde. Es läßt sich leicht zeigen, daß die Umlaufzeit der Teilchen unabhängig vom Radius der Bahn ist, so daß bei fester Frequenz aus einer im Zentrum gelegenen Quelle herkommend eine spiralförmige Bahn nach außen entsteht (Abb. 122).

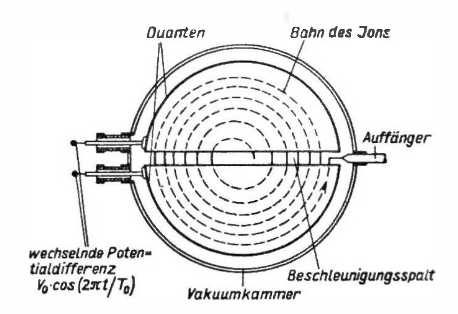


Abb. 122. Schematische Darstellung der Bewegung der Ionen in der Kammer eines Zyklotrons unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes senkrecht zur Zeichenebene und eines beschleunigenden elektrischen Feldes im Spalt zwischen den Duanten

Für die *Bahn* im Zyklotron gilt, solange das Magnetfeld konstant ist, die *Gleichheit von Fliehkraft und Lorentzkraft*, also

$$\frac{m v^2}{R} = e v B$$

und damit

$$R = \frac{m v}{e B}. \qquad (184)$$

Die Zeitdauer für einen Gesamtumlauf eines Ions ist also

$$\tau = \frac{2\pi R}{v}.$$

Im nichtrelativistischen Gebiet gilt für konstantes Feld: $R = v \cdot \text{const.}$ Daher wird auch ganz unabhängig von dem jeweiligen v und R die Zeit $\tau = \text{const.}$ Nur dieser Umstand erlaubt überhaupt den Betrieb des Zyklotrons mit einer konstanten Hochfrequenz an den Dees: $\omega_{\sim} = \frac{2\pi}{\tau} = \text{const.}$

Die Feldkonstanz, welche hier zugrunde gelegt wird, kann bei der technischen Durchführung nicht ganz gewahrt werden, da die Fokussierung des Strahles eine schwache radiale Abnahme erfordert. Die Form des elektrischen Feldes am Rande der als $\frac{\lambda}{4}$-Systeme schwingenden Dees trägt ebenfalls zur Strahlfokussierung bei.

b) Ionenquellen für das Zyklotron

Als Ionenquelle wird im Zyklotron zumeist der *Niederdruckbogen* gebraucht, hier in einer besonderen Form, welche die Konzentration des Elektronenstrahles

durch das axiale Magnetfeld ausnutzt. Die vorhandenen großen Pumpleistungen schaffen genügend Druckabfall, um die Ionensäule unmittelbar dem beschleunigenden Dee gegenüber frei aufrechtzuerhalten, wie es bei der Form des *gedeckten Bogens* („hooded arc") der Fall ist (Abb. 123). Der gezogene Ionenstrom kann bei diesen Quellen 10 bis 100 mA betragen; dabei liegen die Bogenströme bei 1 bis 5 A, die Bogenspannungen bei 100 bis 200 V. Von großem Interesse sind gerade beim gewöhnlichen Zyklotron schwere Ionen in höheren Ionisationszuständen. Besonders ergiebig wären in dieser Hinsicht Funkenquellen; es zeigt sich jedoch, daß Umladungseffekte die meisten solcher Ionen aus dem Takt werfen. Wichtig ist hier die Tatsache, daß schwere Partikel aus gewöhnlichen Quellen bei höher werdender Geschwindigkeit immer mehr Elektronen verlieren *(stripping-Prozesse!)*. Stets beschleunigt werden aber immer nur Ionen gleicher Masse mit der Ladung $\frac{ne}{3}$, $\frac{ne}{5}$ usw. bei auf n-fache Ladung eingestelltem $\omega_{\sim}$ und B. Auf diese Weise können *schwere Ionen* in hinreichender Anzahl beschleunigt werden, wobei zu beachten ist, daß die mehrfach geladenen auch ein gleiches Vielfaches der Energie aufnehmen.

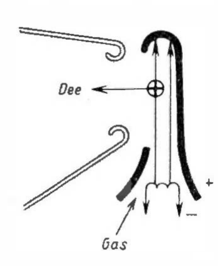


Abb. 123. Ionenquelle für das Zyklotron nach dem Prinzip des gedeckten Bogens

c) Das Synchrozyklotron

Das beschriebene Beschleunigungsprinzip findet seine Grenzen darin, daß sich mit größer werdender Gesamtenergie bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit die Masse vergrößert und

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

gilt. Damit ist die genannte Bedingung für $\omega_{\sim}$ nicht mehr erfüllt, d.h., die beim Betatron bestehende Phasenstabilisierung existiert hier nicht, wodurch die natürlichen Grenzen im gewöhnlichen Zyklotronbetrieb gegeben sind. Es folgt daraus ohne weiteres, daß die Beschleunigung von Elektronen viel früher außer Takt tritt, als die von schweren Teilchen wie Protonen oder α-Teilchen. Das Zyklotron hat somit lediglich für die Beschleunigung solcher Teilchen Anwendung gefunden und schließt sich für die Erzeugung von Elektronenstrahlen aus.

Selbstverständlich wird es möglich sein, die Phasenstabilisierung dadurch zu erzwingen, daß man zu *impulsförmigem Einschuß* von Teilchen übergeht und während der Beschleunigung die Frequenz verkleinert. Diese Synchronisierung des elektrischen Feldwechsels mit dem Teilchendurchgang wird durch die Bezeichnung *Synchrozyklotron* (russ. *Phasotron*) gekennzeichnet. Während also beim Betatron die Phasenstabilisierung naturgegeben ist, die Bahnstabilisierung dagegen erzwungen wird, ist es hier umgekehrt; beim Synchrozyklotron ist die *Bahnstabilisierung naturgegeben* und die *Phasenstabilisierung wird erzwungen*.

Während bisher die Hochfrequenzperiode festgehalten und entsprechend der Art der zu beschleunigenden Teilchen das Magnetfeld gewählt wurde, kommt es nun auf eine feste Frequenz nicht mehr an, im Gegenteil, es muß der *Modulationsspielraum* der Teilchenart angepaßt werden. B wird man jetzt stets nahe der Sättigung wählen [71]. Die Modulation der Frequenz wird durch einen Drehkondensator (Abb. 124) erreicht, der ein Teil des Abstimmkondensators des jetzt zumeist nur verwendeten einen Dees ist. Dies letztere schwingt als beiderseits offenes $\frac{\lambda}{2}$-Glied gegen das geerdete Vakuumgehäuse und gegen den Abstimm- bzw. *Modulationskondensator*. Da die Beschleunigung nunmehr nur während der Zeit der linearen Frequenzänderung erfolgen kann, wird das Synchrozyklotron nur noch Teilchenimpulse liefern können, wobei die Ionenquelle entsprechend gesteuert werden muß. Bezüglich der Intensität muß sich hier natürlich ein Nachteil gegenüber dem gewöhnlichen Synchrotron mit Daueremission zeigen. Man wird versuchen, eine möglichst große Anzahl von Impulsen pro Sekunde zu erreichen, es muß dann aber die Dee-Spannung vergrößert werden, da die Endenergie der Ionen in kürzerer Zeit, d.h. mit weniger Durchgängen, erhalten werden muß. Die hohe *Impulsleistung* moderner Ionenquellen und günstige Ausschußbedingungen liefern dem Experimentator auch in größerer Entfernung von der Erzeugungskammer durchaus ausreichende Strahlintensitäten.

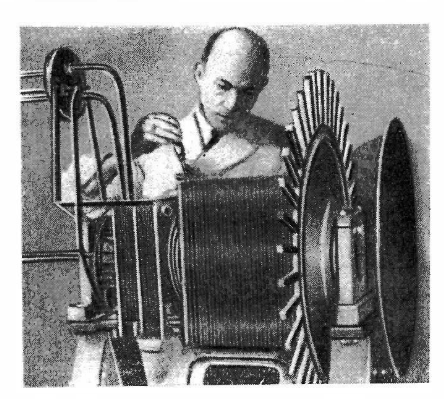


Abb. 124. Modulator eines Synchrozyklotrons mit Antriebsmotor zum Einbau ins Vakuum

So mißt man am sowjetischen 6 m-Synchrozyklotron in 15 m Entfernung vom Kammerfenster noch 1 bis $2 \cdot 10^8 \frac{\text{Protonen}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}$ bei 657 MeV. Außerordentliche Strahlungsschutzmaßnahmen (Bd. III) sind bei solchen Intensitäten notwendig, im erwähnten Falle eine 4 m dicke *Schutzwand* (Zementmauer) zwischen Gerät- und Experimentierraum, welche passend gewählte eisenabgeschirmte Spalte enthält, um die einzelnen Strahlungskomponenten für die Meßgeräte ausblenden zu können. Die Geräte in diesem Raum sind ferngesteuert, so daß während der Bestrahlung auch hier jede biologische Schädigung ausgeschlossen ist, die Laboratorien und Registrierräume sind durch weitere Schutzwände gesichert.

Das Synchrozyklotron erlaubt die Beschleunigung von schweren Teilchen bis über 200 MeV (α-Teilchen) und in seinen größten Abmessungen sogar bis zu 680 MeV (Protonen). Abb. 125 zeigt als Beispiel eines der größten bestehenden Geräte dieser Art, das Synchrozyklotron (oder „Phasotron“) im Vereinigten Institut für Kernforschung, Dubna (UdSSR). Das Gerät hat einen Polschuhdurchmesser von 6 m. Die Lage des Gerätes zum Apparateraum und die Mannigfaltigkeit der gleichzeitig vorhandenen Strahlungen zeigt Abb. 126. Die Ausschleusung der

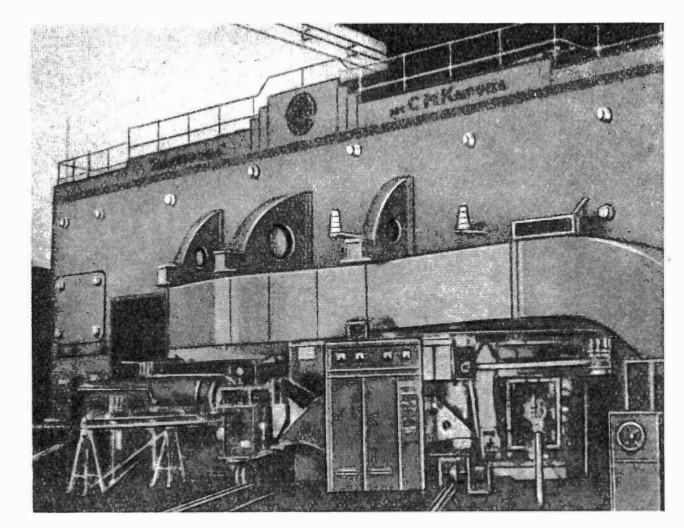


Abb. 125. Synchrozyklotron im Vereinigten Institut für Kernforschung, Dubna

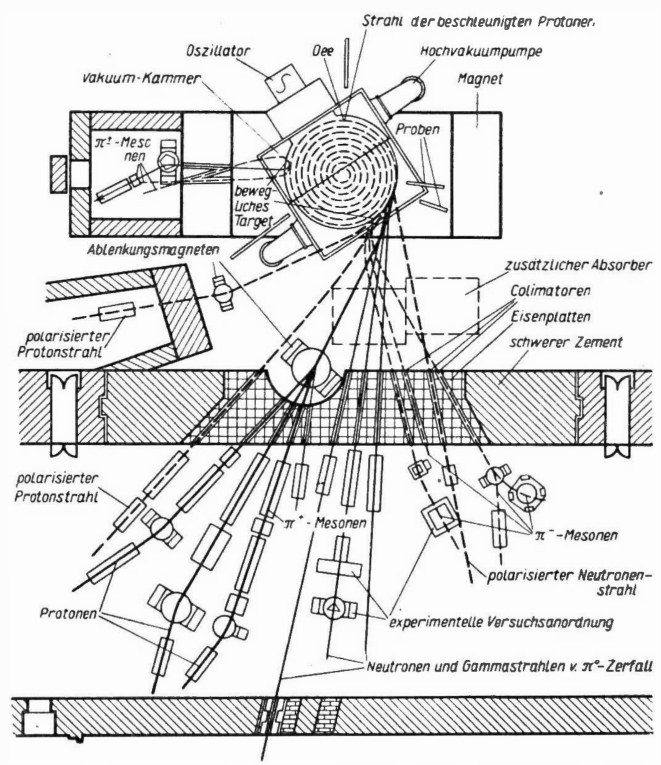


Abb. 126. Schematische Darstellung der Anlagen des Synchrozyklotrons im Vereinigten Institut für Kernforschung, Dubna. Seit 1956 Vereinigtes Institut für Kernforschung, Dubna

Strahlen wird durch eine Kondensatorablenkung am Rande des Magnetfeldes bewirkt. So einfach dies bei der Spiralbahn zunächst erreichbar scheint, so treten gerade hier schwierige Probleme auf. Es zeigt sich, daß man das Ion sehr schnell durch die Zone des verschwindenden Magnetfeldes bringen muß, da sonst bei ungünstigem Feldgradienten so starke *Strahlschwingungen* angefacht werden, daß nach Erreichen eines bestimmten *kritischen Radius* der Strahl plötzlich zu verschwinden scheint. Diese Schwingungen sind mit den bereits erwähnten und im § 40 noch näher zu behandelnden Betatronschwingungen eng verwandt. Es zeigt sich, daß ein kritischer Feldindex $n = 0{,}2$ bis zum Ausschußradius nicht überschritten

Tabelle 7. Einige Daten der größten Synchrozyklotrons

Ort	Polarschuh-durchmesser [m]	Protonen-energie [MeV]	Gewicht des Magneten [t]	Maximale Feldstärke [Gauß]
Vereinigtes Institut für Kernforschung, Dubna	6,0	680	7000	17 000
CERN — Genf (s. Abb. 127)	5,0	600	2500	~ 20 000
Kalifornische Universität Berkeley	4,7	350	4300	15 000
Universität Chicago	4,3	450	2200	18 600
Columbia-Universität	4,2	385	2400	17 400
Universität Liverpool	4,0	410	1700	18 900

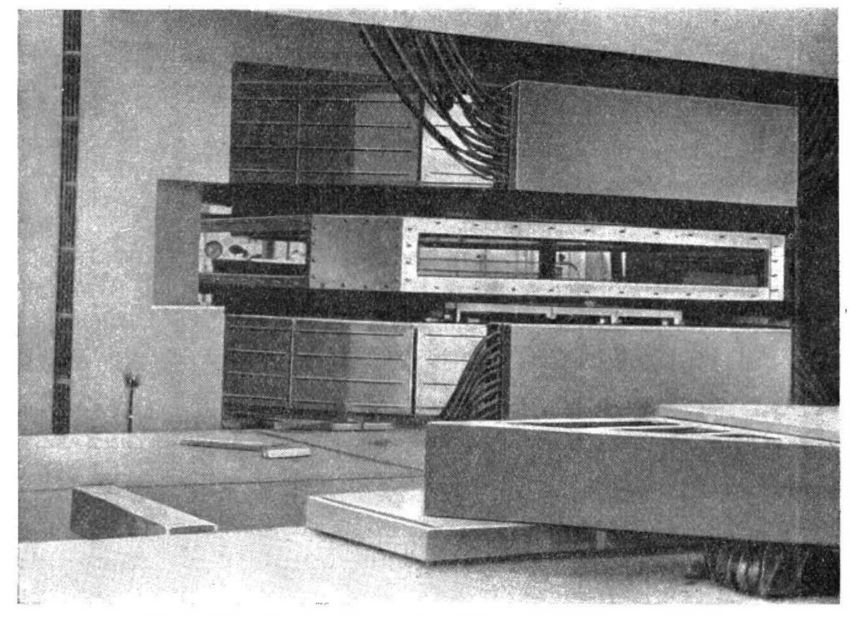


Abb. 127. 5 m-Synchrozyklotron der CERN — Genf (Kammer geöffnet)

werden darf. Das Ion muß bereits vorher aus seiner Bahn geworfen und schnell entfernt werden, sonst stehen Axial- und Radialschwingungen in Resonanz, so daß der Strahl die Wände streift und verschwindet. ($\sqrt{1-n} : \sqrt{n} = 2:1$, die Frequenz der radialen Schwingung wird gleich der der zweiten Harmonischen der axialen!)
Für Elektronen, wie gesagt, ist der großen Massenzunahme wegen dieses Prinzip nicht verwendbar. Bei 5 keV z.B. hat man bereits eine Massenzunahme von 1%. Für sie ist das klassische Beschleunigungsgerät das Betatron. Will man die durch Strahlungsdämpfung gegebene Energiegrenze überschreiten, so führt eine Vereinigung des Betatron- und Zyklotronprinzips zum Elektronensynchrotron, welches sich unter der Voraussetzung einer Vorbeschleunigung bis in das relativistische Gebiet auch als Protonenbeschleuniger verwenden läßt. Tabelle 7 enthält einige Daten der größten Synchrozyklotrons.
Abb. 127 zeigt das 5 m-Synchrozyklotron der CERN.

§ 40. Das Elektronensynchrotron

Als vorbereitende Stufe für die großen Beschleuniger sei im folgenden noch einiges über das Elektronensynchrotron gesagt. Hervorgegangen ist dieses Gerät aus dem Betatron, welches, wie bereits schon erwähnt, wegen der immer stärker werdenden Strahlungsdämpfung nur bis zu höchstens 100 MeV ökonomisch arbeitet.
Um die durch die Strahlungsdämpfung verlorengehende Energie zu ersetzen, führt man – wie beim Zyklotron – hochfrequente Spannungsfelder zur Beschleunigung ein. Der Unterschied gegenüber dem Zyklotron besteht darin, daß das Zuschalten der Spannungsbeschleunigung erfolgt, wenn im gewöhnlichen Betatronbetrieb fast die Lichtgeschwindigkeit erreicht worden ist, d.h. wenn man $v \approx c$ setzen kann. In diesem Falle hat man stets ein stabiles Laufen auf dem Sollkreis und außerdem eine konstante Hochfrequenz, die gleich der Betriebsfrequenz wird, d.h. $\omega_b = \omega_f$. Ist dieser Zustand erreicht, so kann man überhaupt auf das magnetische Beschleunigungsfeld im Zentrum der Schleuder verzichten und allein mit einem Ringmagneten, welcher das Führungsfeld liefert, arbeiten, wobei natürlich dieses zeitlich ansteigen muß. Es empfiehlt sich also für einen derartigen Synchrotronbetrieb, einen vollkommen getrennten Kraftfluß für Beschleunigung und Führung vorzusehen. Das Joch, welches den Kraftfluß des Beschleunigungsfeldes durch das Zentrum der Schleuder hindurchleitet, kann durch eine besondere Wicklung und so in seinen Einschaltzeiten völlig getrennt vom Beschleunigungsfeld erregt werden.
Das Beschleunigungsfeld wird nur während der Hochbeschleunigung auf $v \approx c$ betätigt; später erfolgt ein Umschalten auf Hochfrequenz, wobei nur noch das magnetische Führungsfeld wirksam ist. Die entsprechende Energiezufuhr erfolgt nur über das elektrische Feld. Dies bedeutet bereits beim Elektronensynchrotron eine große Materialeinsparung, da man im wesentlichen nicht mehr einen massiven Magneten, sondern einen Ringmagneten gebraucht. Dies ist der Gedankengang, der später zu den großen Ringmagneten der Protonenbeschleuniger führt, wobei man aber berücksichtigen muß, daß Protonen sich nicht in demselben

Gerät auf annähernde Lichtgeschwindigkeit bringen lassen, sondern mittels eines besonderen Beschleunigers eingeschossen werden müssen. Die Verwirklichung dieses Prinzips ist nicht leicht, da einmal vor allen Dingen angesichts der großen verwendeten Radien die *Betatronschwingungen* besonders gefährlich sind, andererseits aber aus der elektrischen Beschleunigung noch *Synchrotronschwingungen* hinzukommen.

Es soll aus diesem Grunde wenigstens auf die Betatronschwingungen eingegangen werden. Früher wurde bereits erwähnt, daß ein bestimmter Verlauf des magnetischen Feldes, gekennzeichnet durch einen Abfall mit r^n, erforderlich ist, um auch auf dem Sollkreis eine hinreichende Bahnstabilität zu erreichen. Die entsprechenden Untersuchungen, die von M. Steenbeck [73] durchgeführt wurden, zeigten für das Betatron, daß n der Bedingung genügen muß $0 < n < 1$.

Man kann sich überlegen, daß bei Abweichungen vom Sollkreis die *rücktreibende Kraft* gegeben ist durch

$$K_r = \frac{m v^2}{R} = e v B. \tag{185}$$

Nimmt B unter Benutzung des soeben genannten Exponenten n die Form $B = \frac{B_s}{R^n}$ an, so kann man für die Umgebung des Sollkreises die Gleichung (185) nach r entwickeln und findet den Ausdruck

$$K_r = \frac{m v^2}{R_s}\left(1 - \frac{\Delta R}{R_s}\right) - e v B_s \left(1 - n \frac{\Delta R}{R_s}\right) \tag{186}$$

oder, mit $\frac{m v^2}{R_s} = e v B_s = K_0$,

$$K_r = K_0 \frac{\Delta R}{R_s}(1 - n). \tag{187}$$

Unter Berücksichtigung dieser rücktreibenden Kraft läßt sich eine Schwingungsgleichung für die *radiale Richtung* um den Sollkreis aufschreiben:

$$m \ddot{\Delta} R + K_0 (1 - n) \frac{\Delta R}{R_s} = 0. \tag{188}$$

Mit $\frac{v}{R_s} = \omega_s$ kann (188) auch geschrieben werden

$$\ddot{\Delta} R + \omega_s^2 (1 - n) \Delta R = 0. \tag{189}$$

Eine entsprechende Entwicklung für Abweichungen in der Z- oder *Axialrichtung* ergibt für die rückwirkende Kraft hier

$$K_z = -e v B_r. \tag{190}$$

Unter der Berücksichtigung, daß rot $\varphi B = 0$ ist, gilt

$$\frac{\partial B_z}{\partial R} = \frac{\partial B_r}{\partial Z} = -\frac{n}{R} B_z.$$

Es folgt weiterhin

$$B_r = -\int_0^{\Delta Z} \frac{n}{R} B_z dz = \frac{n}{R_s} B_s \Delta Z. \tag{191}$$

Unter Einsetzung in (190) ergibt sich

$$K_z = -e v B_r = \frac{n}{R_s} e v B_s \Delta Z$$

oder

$$K_z = -K_0 \frac{n}{R_s} \Delta Z.$$

Die entsprechende Schwingungsgleichung lautet dann

$$m \ddot{\Delta} z + K_0 \frac{n}{R_s} \Delta z = 0$$

oder

$$\ddot{\Delta} z + \omega_s^2 n \Delta z = 0. \tag{192}$$

Es folgt also, daß sich Betatronschwingungen mit der Radialfrequenz

$$\omega_R = \omega_S \sqrt{1-n} \tag{193}$$

und der Axialfrequenz

$$\omega_Z = \omega_S \sqrt{n} \tag{194}$$

einstellen.[1])

Man kann überlegen, daß diese Schwingungen mit größer werdendem Magnetfeld, d.h. im Laufe der Beschleunigung, gedämpft werden, zunächst aber zu erheblichen Amplitudenzunahmen führen können, die unter Umständen die Ursache sind, daß die Partikel an die Wand oder die Elektroden fliegen. Es kommt alles darauf an, die Anfangsamplitude dieser Schwingungen während des Einschusses sehr klein zu halten, d.h. möglichst günstige Einschußbedingungen zu wählen, und weiterhin jede größere Abweichung durch Stöße auf Gaspartikel zu vermeiden, d.h. ein möglichst gutes Vakuum anzustreben.

Die Formeln (193) und (194) geben gleichzeitig eine Erklärung für die *Steenbecksche Bedingung*, welche auf S. 199 angegeben wurde. Man wählt für Elektronen n so, daß die maximale Abweichung in radialer Richtung etwas größer als die in axialer Richtung wird; d.h., bei einem $n = 0{,}6$ bis $0{,}7$ würde sich ein Achsenverhältnis von 1,5 zu 1 der radialen zur axialen Ausdehnung der Beschleunigungsrohre ergeben. Vorausgesetzt ist dabei, daß während des Einschußvorganges der Schleuder Elektronen mit einem möglichst günstigen Tangentialimpuls angeboten werden. Dieses Problem wird von den verschiedenen Autoren verschieden gelöst. Geht man vom Betatron- zum Synchrotronbetrieb über, so muß man

---

[1]) *Anmerkung:* Führt man die neuen Koordinaten $\xi = \frac{\Delta R}{R_s}$ und $\zeta = \frac{\Delta Z}{R_s}$ ein, so gilt $\acute{\xi} = \frac{d\xi}{d\varphi}$ und $\xi' = \frac{d\xi}{d\varphi}$.

Weiterhin ist $\Delta R = R_s \xi$, $\dot{\Delta} R = R_s \dot{\xi} = R_s \acute{\xi} \omega_s$ und $\ddot{\Delta} R = R_s \xi'' \omega_s^2$ und analog $\Delta Z = R_s \zeta$, $\dot{\Delta} Z = R_s \dot{\zeta} = R_s \acute{\zeta} \omega_s$ und $\ddot{\Delta} Z = R_s \zeta'' \omega_s^2$.

Unter Benutzung von ξ und ζ lassen sich die Gleichungen für die Betatronschwingungen vereinfacht schreiben

$$\xi'' + (1-n)\xi = 0, \tag{a}$$

$$\zeta'' + n\zeta = 0. \tag{b}$$

Ihre Lösungen sind

$$\xi = A\cos(\sqrt{1-n}\,\varphi) + B\sin(\sqrt{1-n}\,\varphi),$$

$$\zeta = C\cos(\sqrt{n}\,\varphi) + D\sin(\sqrt{n}\,\varphi).$$

berücksichtigen, daß sich der Sollkreisradius, auf dem fast Lichtgeschwindigkeit erreicht wurde, bis zum unmittelbaren Erreichen derselben noch weiter ausdehnt. Es gilt für diesen *Umschaltmoment* $\omega_b = \omega_f$ und weiterhin $\frac{r_{s\infty}}{R_s} = \frac{c}{v}$. Es läßt sich durch eine Vorwahl dieses Radienverhältnisses seitens des Konstrukteurs das Verhältnis $\gamma = \frac{E}{E_0}, \frac{v}{c} = \frac{\sqrt{\gamma^2 + 2\gamma}}{1+\gamma} = \frac{R_s}{r_{s\infty}}$, d.h. das Verhältnis der kinetischen zur Ruhenergie, bestimmen. Damit ergibt sich auch das entsprechende Führungsfeld im Augenblick des Umschaltens. Bei den üblichen großen Radien von 1 m und mehr ergeben sich zum Teil sehr kleine Werte der magnetischen Induktion für diesen Zeitpunkt. Voraussetzung für ein gutes Funktionieren des Umschaltvorganges ist nach dem oben Gesagten ein gutes Abklingen der Betatronschwingungen.

Die Synchrotronschwingungen, welche durch den elektrischen Beschleunigungsvorgang entstehen, sollen hier nicht in derselben Breite behandelt werden; es sei nur erwähnt, daß sie zustande kommen durch ein zeitliches Vor- oder Nacheilen der einzelnen Elektronen gegenüber der Phase des elektrischen Beschleunigungsfeldes. Mit dem Abklingen dieser Schwingungen tritt eine Phasenfokussierung ein, die symptomatisch für das Synchrotron ist. Will man ein zu starkes Anfachen dieser Synchrotronschwingungen vermeiden, so muß man tunlichst die Amplitude der Hochfrequenz nach dem Einschalten langsam steigern.

§ 41. Das Protonensynchrotron

Die im vorigen Paragraphen angestellten Überlegungen kann man nun nicht unmittelbar auf eine in gleicher Weise erfolgende Beschleunigung von Protonen oder Ionen übertragen. Selbstverständlich ist hier der Gedanke naheliegend, eine Erhöhung der Energie über die im Synchrozyklotron erreichbare Grenze durch Verwendung eines *Ringmagneten* (s. S. 198) bei ansteigendem Magnetfeld zu erreichen. Man muß aber zweierlei überlegen:

Wie schon des öfteren erwähnt, lassen sich Protonen im Anfang nicht in demselben Ausmaße beschleunigen wie Elektronen, und zwar wegen der hierzu erforderlichen viel längeren Zeiten und der viel später eintretenden Dämpfung der Betatronschwingungen. Deshalb muß man dafür sorgen, daß die Protonen mit einer besonderen Beschleunigungsvorrichtung bereits auf möglichst große Geschwindigkeiten vorbeschleunigt werden. Man verwendet hierzu Bandgeneratoren oder Linearbeschleuniger, im Falle des sowjetischen Synchrophasotrons für 10^{10} eV z.B. 2 Vorbeschleunigungsstufen, zunächst eine Kaskade bis 600 keV, anschließend einen Linearbeschleuniger, der die Energie weiter bis zu 10 MeV steigert. Es ist ersichtlich, daß mit diesen Energien die Protonen noch erheblich von der Lichtgeschwindigkeit entfernt sind, daß man also gerade bei Protonenbeschleunigung mit großen Betatronschwingungen rechnen muß und entsprechende Vorkehrungen gegen das unmäßige Verlorengehen von Teilchen durch diese Schwingungen zu treffen sind.

Weiterhin ergibt sich aber aus der Tatsache, daß die Umlauffrequenz noch erheblich unter dem Endwerte liegt, daß man zunächst mit einer angepaßten Frequenz der Beschleunigungsspannung arbeiten muß, welche dann entsprechend der Zunahme der Geschwindigkeit zu steigern ist. Da $R(t) = \frac{v(t)}{\omega_\sim(t)}$ ist, muß man ein Ansteigen von $\omega_\sim(t)$ wählen, bei welchem $R \approx$ const wird.
Gleichzeitig ist zu berücksichtigen, daß RB eine Funktion der Gesamtenergie der Teilchen ist. Im Gebiet relativistischer Veränderlichkeit der Masse gilt

$$\frac{m v^2}{R} = e v B;$$

daraus folgt

$$R B = \frac{m v}{e} = \frac{m_0 v}{e} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \,. \tag{195}$$

Eine Umrechnung der relativistischen Massenbeziehung ergibt

$$1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 = \frac{m_0^2}{m^2}$$

oder

$$\left(\frac{v}{c}\right)^2 = \frac{m^2 - m_0^2}{m^2} \,.$$

Durch Erweiterung mit c^4 ergibt sich

$$\left(\frac{v}{c}\right)^2 = \frac{E^2 - E_0^2}{E^2} \,. \tag{196}$$

Setzt man (196), in welchem E die Gesamtenergie und E_0 die Ruhenergie bedeuten, in (195) ein, so folgt

$$R B = \frac{m v}{e} = \frac{m_0 c}{e} \sqrt{\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2}} \,. \tag{197}$$

Bedenkt man, daß $E = E_0 + E_k$, d.h. die Gesamtenergie aus Ruhenergie und kinetischer Energie des Teilchens zusammengesetzt ist, so kann man auch schreiben

$$R B = \frac{m_0 c}{e} \sqrt{\frac{E_k^2 + 2 E_0 E_k}{E_0^2}} = \frac{1}{e c} \sqrt{E_k^2 + 2 E_0 E_k} = \frac{m_0 c}{e} \sqrt{\left(\frac{E_k}{E_0}\right)^2 + 2\left(\frac{E_k}{E_0}\right)} \,.$$

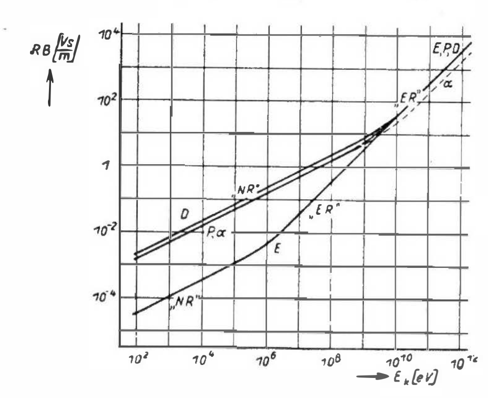


Abb. 128 zeigt *RB-Werte* in Abhängigkeit von der kinetischen Energie E_k der Protonen P, Deuteronen D, α-Teilchen α und Elektronen E.
Für das nichtrelativistische Gebiet ($E_k \ll E_0$) wird RB proportional zu $\sqrt{E_k}$. Im extremrelativistischen Gebiet dagegen ($E_k \gg E_0$) herrscht Proportionalität zu E_k. Elektronen er-

Abb. 128. RB-Werte für Protonen (P), Deuteronen (D), α-Teilchen (α), Elektronen (E) als Funktion ihrer kinetischen Energie („NR" = nichtrelativistisches Gebiet, „ER" = extremrelativistisches Gebiet)

reichen das Gebiet, wo sich die Kurve um 45° neigt, bereits bei etwa 10^6 eV, ihre Kurve holt dadurch die Kurven der schweren Partikel, deren Knick bei um mehrere Zehnerpotenzen größeren Energien liegt, ein. Für die Beschleunigung bedeutet dies, daß ab 10^{10} eV der RB-Aufwand für Elektronen gleich dem für schwere Partikel wird, d. h., daß hier die Kreisbeschleuniger für gleiche Endenergien des gleichen Aufwandes bedürfen. Das Programm für $\omega_\sim$ ist also gemäß $\omega_\sim \sim \frac{B(t)}{E(t)}$ durch den zeitlichen Verlauf von $B(t)$ bestimmt. $B(t)$ legt nach der soeben angestellten Überlegung die jeweilige Energie des Partikels fest.

Es muß also bei diesem Typ der Beschleuniger zu dem ansteigenden Magnetfeld noch eine in ziemlich weitem Bereich liegende Modulation der Frequenz erfolgen. So kann man sich überlegen, daß z.B. für einen derartigen Beschleuniger eine Frequenzmodulation von 1 zu 30 zu verwirklichen ist. Die Modulation wird um so geringer sein, je höher man durch Vorbeschleunigung die Energie der eingeschossenen Protonen bringt. Wie bereits gesagt, liegt die heute übliche Grenze hierfür bei etwa 10 MeV. Um die notwendige magnetische Induktion am Ende der Beschleunigungsphase unterhalb der Sättigungsgrenze des verwendeten Eisens zu halten, sind erheblich größere Radien des Ringmagneten erforderlich als beim Elektronensynchrotron, ebenso der Dämpfung wegen, welche mit $\frac{E^4}{R_s^2}$ anwächst. Die heute verwendeten Radien betragen bis zu 30 m; konstruktiv bedeutet dies, daß man den Ringmagneten nicht mehr aus einem Stück aufbauen kann, sondern aus entsprechenden Einzelelementen, die gegeneinander zu justieren sind, zusammensetzen muß. Es hat sich als günstig erwiesen, den Ringmagneten durch gradlinige Beschleunigungsstrecken zu unterbrechen. Üblich ist es heute, ihn in 4 Quadranten, die durch entsprechende lineare Stücke voneinander getrennt sind, aufzuteilen. Man gewinnt hierdurch die Möglichkeit, die elektrischen Beschleunigungsstufen und weiterhin die Einschuß- und Ausschußapparaturen unterzubringen, ohne durch das Magnetfeld behindert zu sein. Diese Form der Beschleunigungsstrecke ist der Grund, daß man hier von einem *Rennbahn-Typ* (racetrack) spricht (Abb. 129). Alle Großbeschleuniger dieses Prinzips sind heute in dieser Weise gebaut.

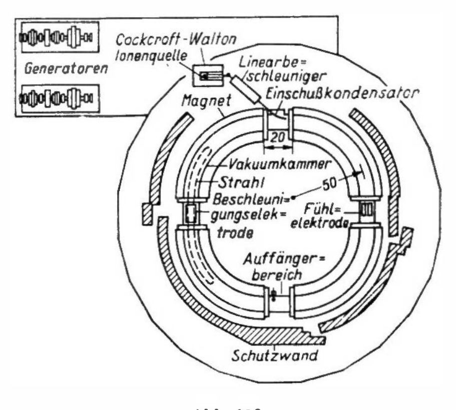


Abb. 129.
Schematischer Lageplan des Berkeley-Bevatrons [77]

Man kann nun zunächst den magnetischen Feldindex n genau wie beim Betatron (s. S. 200) wählen, d. h., bei einem $n = 0{,}6$ bis $0{,}7$ würde man dann ein Achsenverhältnis bezüglich des Querschnittes des Beschleunigungsrohres von etwa 1,5 zu 1 bekommen,

ohne Berücksichtigung der Synchrotronschwingungen. Da man mit erheblichen Schwingungsamplituden in axialer wie in radialer Richtung rechnen muß (s. S. 208), ist es – um Verluste zu vermeiden – ratsam, den Querschnitt noch größer, als soeben genannt, zu wählen. Angesichts der großen Radien kommt man so zu Querschnitten von erheblichem Ausmaß (z. B. bei dem bereits mehrfach erwähnten sowjetischen Synchrophasotron bei 2 m Breite etwa $\frac{1}{2}$ m Höhe), eine Tatsache, die sich auf die Kosten einer derartigen Anlage sehr nachteilig

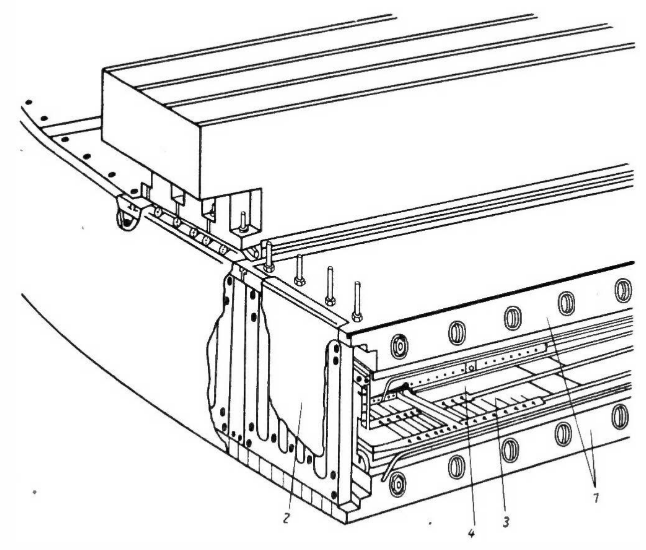


Abb. 130. Polschuhsystem, Vor- und Hochvakuumkammer des „Synchrophasotrons" des Vereinigten Institutes für Kernforschung, Dubna (1 = Polschuhe, 2 = Dichtung und Bildung der Vorvakuumkammer, 3 = Korrekturwicklung, 4 = Hochvakuumkammer)

auswirkt und vor allem bei Vergrößerungsabsichten die Vorteile des Ringmagneten wettzumachen droht.

Große konstruktive Sorgfalt wurde bei den bisher gebauten Protonensynchrotrons auf die *Vakuumkammer* verwendet. Die großen erforderlichen Dimensionen bringen erhebliche Schwierigkeiten in bezug auf die Vakuumdichtungen mit sich. Bei dem Synchrotron des Vereinigten Instituts für Kernforschung, Dubna bei Moskau (Abb. 130), wurden aus diesem Grunde die Polschuhe 1 der Magnete gegeneinander und gegen die Joche abgedichtet und bilden so eine Vorvakuumkammer 2, in welcher die eigentliche Beschleunigungskammer 4 liegt. Diese ist somit von den Vakuumkräften und den mechanischen Beanspruchungen seitens der Magneten entlastet. Zur Korrektur des Magnetfeldes sind in der Hochvakuumkammer Hilfswicklungen 3 angebracht.

Eine weitere Abbildung der entsprechenden Kammer des Synchrotrons in Berkeley (Abb. 131) zeigt ebenfalls den großen Querschnitt. Gut erkennbar ist auch

die Anordnung der Auffangschirme, welche durch stromdurchflossene Spulen im Magnetfeld hochgeklappt werden. Ein Vorteil der großen Dimensionierung dieses Beschleunigungsrohres ist es allerdings, daß man während des Einschusses die Beschleunigungsspannung und das Magnetfeld voneinander unabhängig wählen kann und nicht wie beim Betatron zwangsläufig miteinander gekoppelt.

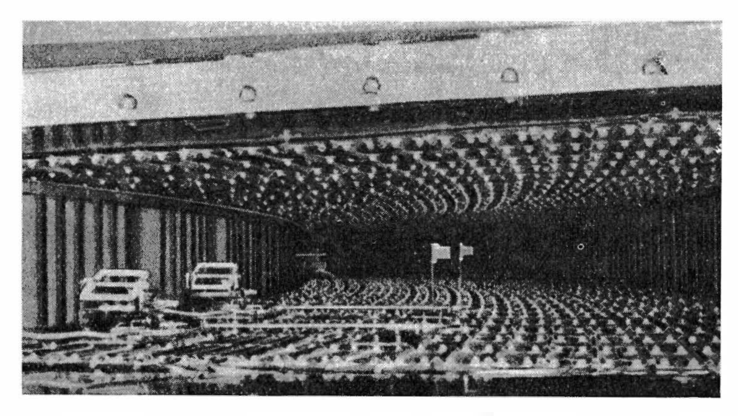


Abb. 131. Blick in die Magnetkammer (Berkeley) mit den durch Stromspulen hochklappbaren Targets [77]

Selbstverständlich wird man sich bemühen, dem Magnetfeld möglichst gut tangential ausgerichtete Protonen passender Geschwindigkeit anzubieten. Man braucht aber diese Bedingungen nicht allzu engherzig einzuhalten, da bei dem großen zur Verfügung stehenden Platz im Rohr die Protonen auf die ihnen zustehende Bahn einschwingen können.

Ein Vorteil der soeben genannten Unabhängigkeit von Spannung und Magnetfeld ist die Möglichkeit der Einschleusung mit ansteigender Energie [74]. Es würde dieses Verfahren etwa der Einschleusung von Elektronen konstanter Energie bei Benutzung elektrischer Zusatzfelder entsprechen, wie es z.B. von Gund [75] zur Erhöhung der Ladungsdichte im Beschleunigungsrohr vorgeschlagen und ausgeführt wurde. Im entsprechenden Falle läßt sich bei Protonen, wenn man die Energie während des Einschusses proportional zur Feldstärke des Magnetfeldes ansteigen läßt, erreichen, daß ein großer Teil des Beschleunigungsrohres mit Protonenbahnen gefüllt wird, die sich dann später bei größer werdender Geschwindigkeit auf den Sollkreis zusammenziehen. Da die Hochfrequenzspannung, die nach der Füllung des Beschleunigungsrohres wirksam wird, ebenfalls zu unangenehmen Phasenschwingungen führen kann, empfiehlt es sich, dieselbe langsam ansteigen zu lassen. Dies bedeutet natürlich, daß die Geschwindigkeitszunahme langsamer erfolgt und hierdurch wiederum ein gewisser Anteil der schwingenden Protonen durch Auftreffen – hauptsächlich auf die Innenwand – verloren geht.

Im ganzen gesehen, bietet eine nach diesem Prinzip gebaute Vorrichtung die Möglichkeit, auch Protonen weit über die Grenzen, die bei dem vorher beschriebenen Synchrozyklotron gesetzt sind, zu beschleunigen.

Tabelle 8. Daten großer Protonensynchrotrons

	Dubna	Berkeley	Brookhaven
Kreisbahnradius [m]	28,0	15,2	9,0
Maximale Protonenenergie [MeV]	$10 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$
Eisengewicht [t]	36 000	13 000	1640
Beschleunigungszeit [sec]	~ 3	1,85	1
Betriebszyklus $\left[\frac{1}{\min}\right]$	~ 10	10	12
Magnetische Energie [MWs]	140	48	—

Tabelle 8 soll einige Daten großer Protonensynchrotrons vermitteln. Abb. 132 zeigt das Gerät in Brookhaven (bis zu $3 \cdot 10^3$ MeV). In der UdSSR ist ein Synchrophasotron fertiggestellt, das zur Erzeugung einer Endenergie von 10^4 MeV dienen soll (Abb. 133).

Vorliegende Projekte zeigen, daß man Energien bis zu $50 \cdot 10^3$ MeV und mehr zu erreichen hofft. Allerdings müßte man sich überlegen, wie die soeben beschriebene *Dimensionierung des Beschleunigungsrohres* herabgesetzt werden kann, da sie ja schließlich die Grenze bestimmt, bis zu welchem Radius man ökonomisch oder, besser gesagt, mit noch tragbarem Kostenaufwand einen derartigen Apparat bauen kann.

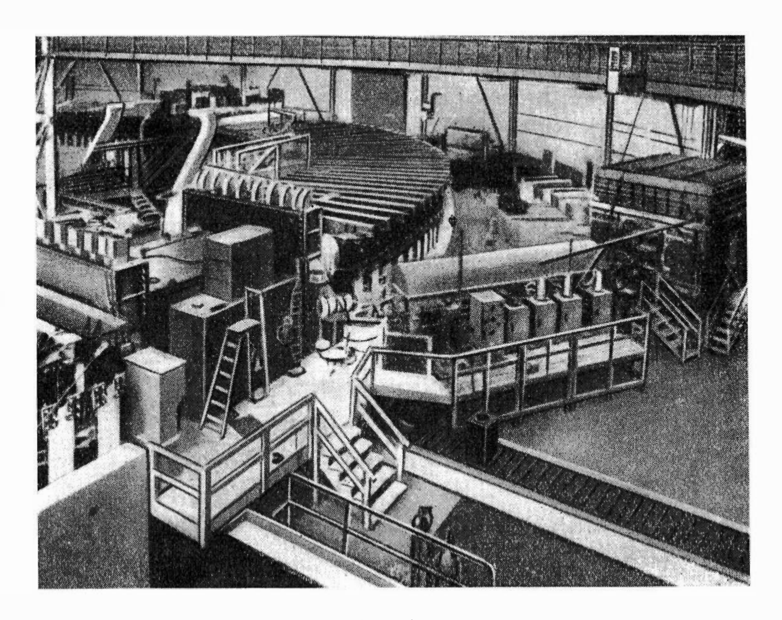


Abb. 132.
Synchrotron in Berkeley ($6 \cdot 10^3$ MeV). Einschußseite—Cockroft-Walton-Kreis und Linearbeschleuniger [79]

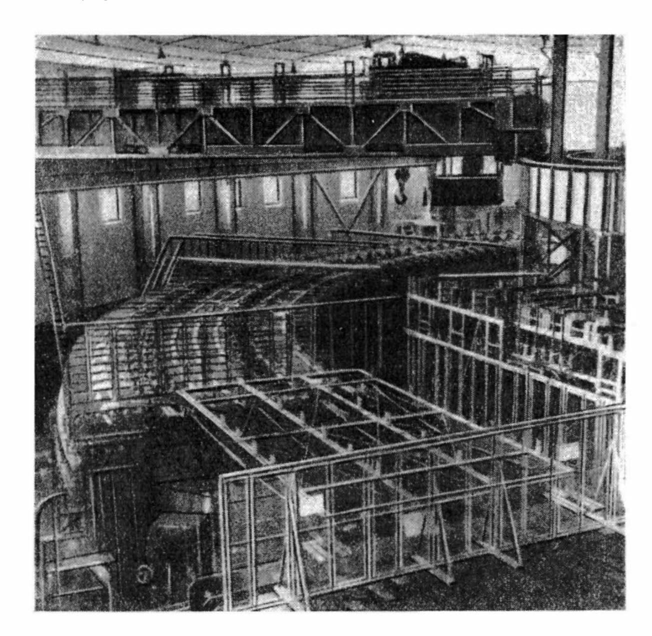


Abb. 133. „Synchrophasotron“ des Vereinigten Instituts für Kernforschung, Dubna. Blick auf einen Quadranten des Magnetkreises

§ 42. Das A.G. Synchrotron (Synchrotron mit alternierenden Gradienten)

Wie im letzten Paragraphen erwähnt, bestehen beim Bau eines Protonensynchrotrons Schwierigkeiten bezüglich des Querschnittes des Beschleunigungsrohres. Aus der schon erwähnten Schwingungsgleichung für die Betatronschwingungen in radialer Richtung (s. Fußnote 1, S. 200) $\xi = A\cos\left(\sqrt{1-n}\,\varphi\right) + B\sin\left(\sqrt{1-n}\,\varphi\right)$ läßt sich abschätzen, daß der Tangentenwinkel der wirklichen Bahn mit dem Sollkreis gleich $\alpha = B\sqrt{1-n}$ ist. B ist dabei die maximale Schwingungsamplitude ξ_{max}, d.h., in der hier vorliegenden Überlegung würde sich ergeben[1]),

$$\Delta R_{max} = \frac{\alpha}{\sqrt{1-n}} R_s \,. \qquad (198)$$

Abb. 134. Zum Tangentenwinkel zwischen Bahn und Sollkreis

[1]) *Anmerkung:* Auf Seite 200 wurde für die Radialkomponente der Betatronschwingung $\ddot{\xi} + (1-n)\,\xi = 0$ angegeben mit der Lösung $\xi = A\cos(\sqrt{1-n\varphi}) + B\sin(\sqrt{1-n\varphi})$. An der Stelle $\varphi = 0$ soll die wahre Protonenbahn den Sollkreis schneiden. Für den Winkel α zwischen Bahn und Sollkreis gilt dann an dieser Stelle, wie aus Abb. 134 zu erkennen ist,
$\alpha \approx \operatorname{tg}\alpha = \left(\frac{d\xi}{d\varphi}\right)_{\varphi=0}$. Da für $\varphi = 0$, auch $\xi = 0$ sein soll, wird

$$\frac{d\xi}{d\varphi} = \xi_{max}\sqrt{1-n}\cos(\overline{1-n\varphi}) \qquad \text{oder} \qquad \left(\frac{d\xi}{d\varphi}\right)_{(\varphi=0)} = \xi_{max}\sqrt{1-n}\,.$$

Für die größte Abweichung des Protons vom Sollkreis ergibt sich dann $\Delta R_{max} = \frac{R_s\,\alpha}{\sqrt{1-n}}$.

Der Winkel α wird niemals Null sein, schon aus dem Grunde, daß man schlechterdings keine energetisch ganz passenden Protonen dem Felde anbieten kann, abgesehen von hin und wieder vorkommenden Gasstößen. So klein man α auch ansetzt, wird, wie (198) zeigt, die Abweichung vom Sollkreis proportional mit dem Sollkreisradius R_s und umgekehrt proportional $\sqrt{1-n}$ gehen.
Schon hieraus geht hervor, daß man bei der oben genannten Größe des *Sollkreisradius für Protonen* – heute bis zu 30 m – mit ganz erheblichen, in die Größenordnung von Metern gehenden Abweichungen rechnen muß. Die Gleichung (198) zeigt aber auch, daß man für große negative Werte von n das $\Delta R_{\max}$ erheblich herabdrücken kann. Das würde bedeuten, ein großer negativer Feldexponent – weit größer als beim Betatron üblich – sorgt für eine sehr starke Fokussierung in der Horizontalebene. Damit verbunden jedoch ist, wenn man sich der früher abgeleiteten Gleichung (192) für die Schwingungen in Z-Richtung erinnert, eine starke Defokussierung in der Vertikalebene des Beschleunigungsrohres. Hieraus entspringt der Gedanke, sehr stark fokussierende Kräfte einmal für die ξ-, ein andermal für die ζ-Richtung wirken zu lassen.
In einer bedeutungsvollen Untersuchung haben Courant, Livingston und Snyder [76] diesen Gedanken rechnerisch verfolgt, wobei sie sich den beim gewöhnlichen Synchrotron vorhandenen homogenen Magnetring in einzelne Sektoren aufgeteilt denken, die jeweils abwechselnd mit negativen und positiven Feldgradienten arbeiten. Es wird also anstelle des homogenen Ringfeldes ein Ringfeld mit stark *alternierenden Gradienten* verwendet.
Unter der Voraussetzung, daß $|n| \gg 1$ ist, kann man die oben behandelten Schwingungsgleichungen für die Betatronschwingungen jetzt schreiben

$$\begin{aligned} \xi_1 &= A_1 \cos(\sqrt{n_1}\,\varphi) + B_1 \sin(\sqrt{n_1}\,\varphi), \\ \zeta_1 &= C_1 \cos(\sqrt{-n_1}\,\varphi) + D_1 \sin(\sqrt{-n_1}\,\varphi). \end{aligned} \tag{199}$$

Man erkennt, daß die Gleichungen (199), die für die aufeinanderfolgenden Sektoren gelten, bis auf die Vorzeichen für die jeweiligen n-Werte identisch werden.
Es erhebt sich nun die Frage, ob die Bahnen, die sich so ergeben, zyklisch geschlossen sind, d.h., ob überhaupt physikalische Beschleunigungsbahnen möglich sind oder ob solche Lösungen nicht existieren. In [76] wird gezeigt, daß die Phasenänderung μ, die sich jeweils für die Betatronschwingung beim Durchlaufen eines Sektorenpaares ergibt, folgender Gleichung genügt:

$$\cos\mu = \cos\left(\frac{2\pi}{N}\sqrt{n_1}\right)\cos\left(\frac{2\pi}{N}\sqrt{n_2}\right) + \frac{n_1+n_2}{2\sqrt{n_1 n_2}}\sin\left(\frac{2\pi}{N}\sqrt{n_1}\right)\sin\left(\frac{2\pi}{N}\sqrt{n_2}\right).$$

Die Kurven schließen sich nicht, wenn der Wert für $\cos\mu$ nicht reell bleibt. Es kann nun untersucht werden, unter welcher Kombination n_1, n_2 und N dieser Bedingung genügt wird, wobei n_1 und n_2 die Feldindizes zweier aufeinander folgender Sektoren und N die Sektorenzahl pro Kreisumfang sind; z.B. ist μ reell, wenn $n_2 = -n_1$ und $N = 4\sqrt{n}$ ist. In diesem Falle wird $\cos\mu = 0$, also $\mu = \frac{\pi}{2}$.
Die Bahn würde dann eine geschlossene sein. Die Periode, nach der sich der ganze

Kreisvorgang wiederholt, umfaßt entsprechend obigen Werten 4 Doppelsektoren, also 8 Sektoren.

Wenn man, dem Gedankengang der Arbeit [76] folgend, $\frac{n_2}{N^2}$ gegen $\frac{n_1}{N^2}$ abträgt, erhält der Bereich für das Vorhandensein periodischer Bahnen die Form eines Karos im Kartenspiel, in der englischen Literatur „*diamond*" (*Diamant*) genannt (Abb. 135). Aus diesem Grunde hat sich das Untersuchungsverfahren auch unter dem Namen *Diamond-Prinzip* eingebürgert. Der als obiges Beispiel gewählte Punkt ist in Abb. 135 auf der Diagonalen eingetragen.

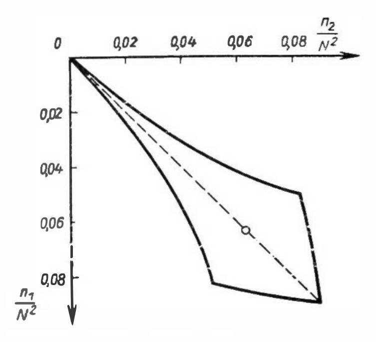


Abb. 135. Bereich für das Vorhandensein periodischer Bahnen im A.G.-Synchrotron (μ reell)

Weitere theoretische Untersuchungen haben allerdings ergeben, daß nicht der gesamte Diamond-Bereich stabilen Bahnen entspricht, sondern nochmals in sich aufgeteilt werden muß. Gerade durch diese Überlegungen wurde eine starke Einschränkung der Versuchsparameter gegeben, die eine außerordentlich schwierige und genaue Durchrechnung erfordert, bevor man an die konstruktive Ausführung geht. Es ist zu bedenken, daß die Einengung des verwendbaren Bereiches für stabile Bahnen bedeutet, daß ein solches Gerät nur sehr wenig nachjustiert werden kann. Der Vorteil der sehr kleinen Schwingungsamplituden, d. h. des sehr kleinen zu verwendenden Rohrquerschnittes, wird gegenüber dem alten Synchrotron erkauft durch eine sehr starke Kopplung aller Parameter. Während man zunächst den Wert $n = 400$ gewählt hatte, ließen es die Überlegungen hinsichtlich der Berücksichtigung der gleichfalls auftretenden Synchrotronschwingungen jedoch geboten erscheinen, nur mit einem $n = 282$ zu arbeiten. Außerdem ist es bei einem solchen Gerät unbedingt erforderlich, um überhaupt ein Nachjustieren noch möglich zu machen, in den Strahlengang zusätzliche *elektrische Linsen* einzubauen, und weiterhin, um während der Funktion die Lage des Strahles verfolgen zu können, sog. *Strahlfühler* einzuführen, d. h. Empfangsgeräte, welche es gestatten, die Strahlintensität über dem Querschnitt an verschiedenen interessierenden Stellen zu messen. Projekte dieser Art liegen vor für das $3 \cdot 10^{10}$ eV-A.G.-Protonensynchrotron in Genf, für ein $1{,}5 \cdot 10^{10}$ eV-Gerät in Cambridge (Massachusetts, USA) und für ein $5 \cdot 10^{10}$ eV-Gerät in der UdSSR.

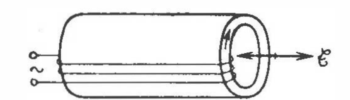


Abb. 136. Prinzip einer Induktionsbeschleunigung mit Hilfe eines Ferroxcube-Ringes

Bemerkenswert ist bei dem Genfer Projekt die Art der Frequenzmodulation in Verbindung mit der zeitlich während eines Beschleunigungsimpulses ansteigenden magnetischen Feldstärke. Als Beschleunigungsglieder wurden hierbei wie bei der Brookhavener Ausführung *Ferroxcube-Ringe* verwendet, in welchen mittels Hochfrequenz magnetische Feldwirbel erzeugt wurden, die einen axial durch die Ringe verlaufenden elektrischen Feldvektor zur Folge hatten (Abb. 136).

Das Magnetfeld wurde durch den Hall-Effekt gemessen, und das entsprechende Signal wurde durch ein elektronisches Integriergerät in eine Spannung verwandelt, die sich entsprechend dem funktionellen Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Frequenz der HF-Spannung ändert. Diese Steuerspannung wirkt auf das Abstimmfeld eines Spinoszillators, in welchem sich entsprechend die Lamor-

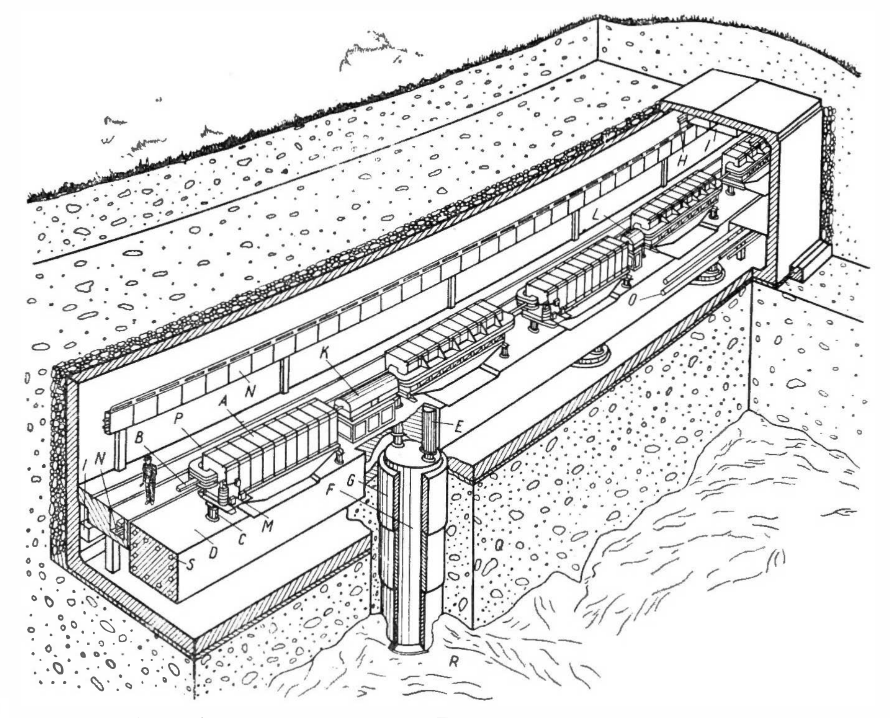


Abb. 137. Schnittpunkt des Tunnels für die Kreisbahn des Protonensynchrotrons der CERN
A = Elektromagnet, *B* = Beschleunigungskammer, *C* = Stellschraube, *D* = Isolierter Betonsockel, *E* = Aufhängevorrichtung für den Betonsockel, *F* = Gründung für die Aufhängung auf den Fels, *G* = Asphaltisolierung, *H* = Hebezeug für 2 t, *I* = Ventilation, *K* = Hochfrequenzbeschleuniger, *L* = Magnetlinse, *M* = Vakuumpumpe, *N* = Kabelkanal, *O* = Kühlwasserzufuhr für den Magneten, *P* = Schienenbahn, *Q* = Lockerer Boden, *R* = Fels, *S* = Temperaturregelung im Beton durch Wasserumlauf

frequenz von Elektroneneigenschwingungen ändert, und zwar linear mit der Abstimmfeldstärke ansteigt Ein zweiter entsprechender Oszillator wird von Fühlerelektroden gesteuert, welche das Vorüberlaufen des Protonenschwarmes anzeigen. So sind Frequenzkorrekturen der Betriebsfrequenz $\omega_{\sim}$ möglich. Die in einer Mischstufe erzeugten frequenzmodulierten Schwingungen werden über einen Verstärker im Zentrum der Apparatur gleichphasig 38 *Beschleunigungsaggregaten* der oben beschriebenen Art zugeführt. Man erreicht auf diese Weise eine sichere Einstellung des jeweils erforderlichen $\omega_{\sim}$ bei dem gerade erreichten $B(t)$. Automatisch kann dieser Frequenzwert entsprechend dem tatsächlichen momentanen Aufenthalt des Protonenschwarmes korrigiert werden.

Hervorgehoben sei nochmals, daß nur eine Methode wie die letztgenannte zu tragbaren Beschleunigungsrohrquerschnitten führt, so daß man die Energien, welche mit dem oben geschilderten Protonensynchrotron erreicht werden, noch übertreffen kann.
Bemerkenswert ist aus dem eben genannten Grund, daß das Gerät der Genfer Planung eine innere Abmessung der Vakuumkammer von $8 \cdot 12\ \text{cm}^2$ erhalten wird bei 38 Pumpstationen, wohingegen das oben erwähnte „Synchrophasotron" in Dubna eine Kammerabmessung von etwa $2 \cdot 1{,}5\ \text{m}^2$ aufweist.

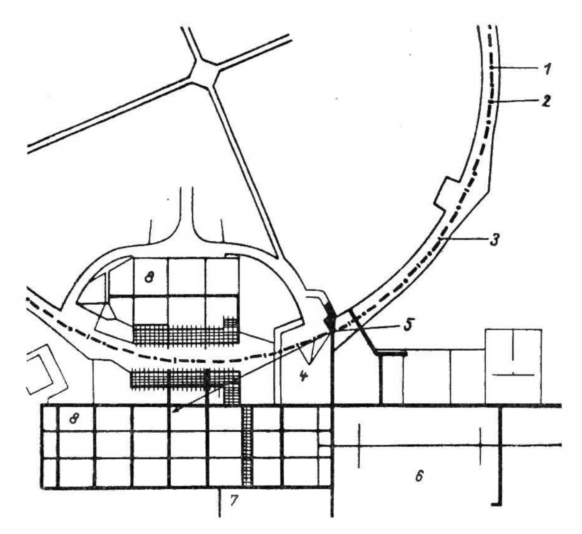


Abb. 138. Plan des Protonensynchrotrons der CERN. Lage der Bahn, der Targets und des Ausschußmagneten. Der Weg des befreiten Strahles innerhalb der Experimentierhalle ist angedeutet.

(1 = Erstablenkung des Strahles 2 = dünne Streufolie 3 = dicke Streufolie 4 = Targets im befreiten Strahl 5 = Ausschußmagnet 6 und 7 = Arbeitshallen 8 = Experimentierhallen)
(nach A. Citron [CERN-Symp. Vol. I, 137, 1956])

Die Vergrößerung des Maschinenradius von 30 auf 100 m erlaubt es bei dem Synchrotron der CERN nicht mehr, das ganze Gerät in einem Gebäude „unter Dach" aufzubauen. Die gesamte Magnetbahn ist in einem Tunnel, der mit etwa 10 m Erdreich abgeschirmt ist, untergebracht (Abb. 137). Hierdurch ist ein *Strahlenschutz* erreicht, der das Arbeiten ohne Absperrung des Geländes erlaubt. Alle auf der Bahn notwendigen Armaturen wie Magneten *A*, Hochfrequenzbeschleuniger *K*, magnetische Linsen *L* sind auf einem schwebend aufgehängten Betonsockel *D* montiert. Zur Wärmeregulierung innerhalb dieses Sockels sind in ihm Rohre *S* für eine Warmwasserheizung vorgesehen. Die eigentliche Arbeitshalle befindet sich nur dort, wo Ein- und Ausschuß des Strahles erfolgt (Abb. 138). Vom Zentrum der Kreisbahn aus sind Kanäle vorgesehen, durch welche Beobachtungen und Justierungen auch während des Betriebes möglich sind.
In Tabelle 9 sind einige Daten dieses im Bau befindlichen Großgerätes angegeben.

Tabelle 9. Einige Daten des entstehenden Protonensynchrotrons der CERN

Maximale Feldstärke auf dem Gleichgewichtskreis a) Endenergie: 24 GeV[1]	12 kGauß
b) Endenergie: 28 GeV	14 kGauß
Einschußenergie des Protons	50 MeV
Radius des Gleichgewichtskreises	70,079 m
Radius des Maschinenkreises	100,0 m
Feldindex n	282
Zahl der E-Magnet-Einheiten ($\frac{1}{2}$ fokussierend $+ \frac{1}{2}$ defokussierend)	100
Querschnitt der Vakuumkammer	$8 \cdot 16$ cm
Aufbauzeit des Magnetfeldes	1 sec
Wiederholungszeit des Betriebszyklus	5 sec
Gesamt-Eisengewicht	4000 t
Maximale magnetische Energie	14 MWs

IX. Voraussichtliche Weiterentwicklung

Wenn wir die geschilderte Entwicklung der Beschleuniger überblicken, so sehen wir immer größere Typen bei allmählicher Annäherung an die Größenordnung der Endenergie von 10^5 MeV entstehen. Die Dimensionen gehen dabei an die Grenzen des bautechnisch Möglichen heran, Ausdehnungen von einigen 100 Metern bei genauester Justierung werden dabei beherrscht. Auch die Linearbeschleuniger, vor allem zur Erzeugung schneller Elektronen und härtester Bremsstrahlung, stehen in der immer größer werdenden Dimensionierung den Magnetgeräten nicht nach. Mit den Endenergien ist man in den Bereich der kosmischen Strahlung eingedrungen, wenn auch zu bedenken ist, daß erst die untere Grenze erreicht wurde. In dem Höhenstrahlenspektrum werden schon Energien von 10^8 MeV und mehr beobachtet, so daß dieser Bereich nach wie vor weit oberhalb dessen liegt, was mit Beschleunigern erreicht werden kann. Außerdem liefert die kosmische Strahlung in hohen Schichten auch mittelschwere Partikel im genannten Energiebereich, an deren Erzeugung in den Großbeschleunigern überhaupt nicht gedacht werden kann. Beide Forschungsgebiete werden sich daher stets ergänzen müssen.

In diesem Zusammenhang ist es nützlich, sich einmal zu überlegen, wie es mit der Ausnutzung der immer höher angestrebten Energie beim Stoß steht. Man kann sich hierbei auf den Stoß zwischen Teilchen etwa gleicher Masse beschränken, da die Bindungsenergien zwischen den Nukleonen verschwindend klein gegen die hier betrachteten kinetischen Energien sind. Die Protonen, deren $\frac{E_k}{m_0 c^2} \gg 1$ ist, stoßen also auf praktisch ungebundene Nukleonen. Erinnert man sich, daß

[1]) $1\,\text{GeV} = 10^3\,\text{MeV} = 10^9\,\text{eV}$.

für die Energieumsetzung nur der im Schwerpunktssystem auftretende Anteil der kinetischen Energie zur Verfügung steht, so ergibt sich nach den Gesetzen der Relativitätsmechanik

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\gamma}{2} + 1} - 1,$$

wobei, wie bereits gesagt (s. S. 201),

$$\gamma_1 = \frac{E_{k_1}}{m_0 c^2} = \frac{e U_1}{m_0 c^2}$$

den im Schwerpunktssystem verfügbaren Anteil der kinetischen Energie kennzeichnet.

$\gamma = \frac{E_k}{m_0 c^2} = \frac{e U}{m_0 c^2}$ ist durch die im Laboratoriumssystem, also im Beschleuniger, erreichbare Endenergie gegeben. Im nichtrelativistischen Gebiet, also für $\gamma \ll 1$, kann man schreiben

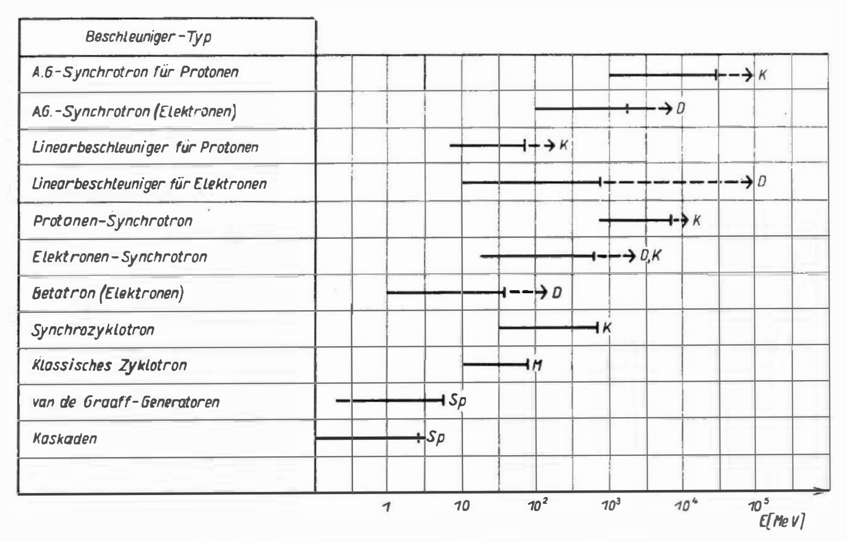


Abb. 139. Beschleunigertypen. Ursachen der Begrenzung
(Sp = Durchschlagsspannung, D = Strahlungsdämpfung, M = relative Massenzunahme, K = Kosten)
——: etwa erreichte Grenze, - - →: theoretisch obere Grenze

$\gamma_1 \sim \frac{\gamma}{4}$; γ_1 wächst also linear mit γ. Für $\gamma \gg 1$, d.h. im extrem relativistischen Bereich, gilt $\gamma_1 \sim \sqrt{\frac{\gamma}{2}}$; γ_1 wächst nunmehr nur noch mit der Wurzel aus γ. Hieraus ist deutlich zu ersehen, um wieviel schlechter die Nutzung der Laboratoriumsenergie wird, wenn man das jetzt erreichte Gebiet weiter nach oben erhöht. Überlegungen dieser Art haben zu Vorschlägen geführt, zwei hochbeschleunigte Teilchenströme *gegeneinander* laufen zu lassen. An sich ist der Gedanke, auf diese Weise die *Relativgeschwindigkeit* zu erhöhen, alt und wegen der geringen

Trefferwahrscheinlichkeit bei einmaliger, kurzer Strahlbegegnung ohne praktische Bedeutung. Nach einem Vorschlag von R. WIEDERÖE [78] und später von D. W. KERST [79] gewinnt diese Idee aber praktischen Wert, wenn man die Strahlen in einem Kreisführungsgerät zyklisch mit hoher Periode gegen- und durcheinander führt, es besteht dann die Wahrscheinlichkeit, eine beobachtbare Anzahl von Kollisionen zu bekommen. Mit der Erwähnung dieser gigantischen Zukunftsprobleme soll dieses an Erfindungsideen so reiche, in seiner weiteren Entwicklung noch unabsehbare Gebiet abgeschlossen werden mit einem Blick auf Abb. 139, in welcher die bisher erreichten und die theoretisch erreichbaren Endenergien für die verschiedenen Beschleunigertypen zusammengestellt sind.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] ASTON, F. W., Philos. Mag. **39**, 449 (1920); **38**, 709 (1919)
[2] THOMSON, J. J., Philos. Mag. **20**, 752 (1910); **21**, 225 (1911)
[3] NIER, A. O., Rev. Sci. Instr. **6**, 254 (1935); **11**, 212 (1940); **18**, 398 (1947)
[4] BARNARD, G. P., Modern Mass Spectrometry. London 1953, S. 52ff.
[5] HEIL, H., Z. Phys. **120**, 212 (1943)
[6] LANGMUIR, J., und K. H. KINGDON, Proc. roy. Soc. (A) **107**, 61 (1925)
[7] EWALD, H., und H. HINTENBERGER, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie. Verlag Chemie, Weinheim/Bergstraße 1953, S. 52 bis 90
[8] Кельман, В., Корзунский, М., и Ф. Ланге, ж.э.т.ф. **9**, 681 (1939)
[9] HINTENBERGER, H., Z. Naturforsch. **3a**, 125 (1948)
[10] KERWIN, L., Rev. Sci. Instr. **20**, 36 (1949)
[11] Корсунский, М., ж. э. т. ф. **14**, 459 (1944)
[12] SMYTHE, W. R., RUMBAUGH, L. H., und S. S. WEST, Phys. Rev. **45**, 724 (1934)
[13] LEHR, G., Marburger Sitzungsberichte **79**, 3 (1956)
[14] BEIDUK, F. H., und E. J. KONOPINSKI, Rev. Sci. Instr. **19**, 594 (1948)
[15] Золотавин А.В., Изв. АН СССР (сер. физ.)**18**, 127 (1954)
[16] STEPHENS, W. E., Phys. Rev. **69**, 691 (1946)
[17] KATZENSTEIN, H. S., und S. S. FRIEDLAND, Rev. Sci. Instr. **26**, 324 (1955)
[18] BENNETT, W. H., Phys. Rev. **74**, 1222 (1948); **79**, 222 (1950)
[19] HIPPLE, J. A., SOMMER, H., und H. A. THOMAS, Phys. Rev. **76**, 1877 (1949); **78**, 332 (1950); **82**, 697 (1951)
[20] BLEAKNEY, W., und J. A. HIPPLE, Phys. Rev. **53**, 521 (1938)
[21] ALLEN, J. J., Phys. Rev. **55**, 966 (1939)
[22] RICHARDS, P. J., und E. E. HAYS, Rev. Sci. Instr. **21**, 99 (1950)
[23] SCHÜTZE, W., und F. BERNHARD, Z. Phys. **145**, 44 (1956)
[24] MATTAUCH, J., und R. HERZOG, Z. Phys. **89**, 786 (1934)
[25] HERZOG, H., und V. HAUK, Ann. Phys. **33**, 89 (1938)
[26] MATTAUCH, J., Erg. exakt. Naturw. Bd. XIX, 170 (1940)
[27] BAINBRIDGE, K. T., und E. B. JORDAN, Phys. Rev. **50**, 282 (1936)
[28] OGATA, K., und H. MATSUDA, Z. Naturforsch. **10a**, 843 (1955)
[29] CERMAK, V., und V. HANUS, Inst. f. physik. Chemie der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften, Prag
[30] BIERI, R., EVERLING, E., und J. MATTAUCH, Z. Naturforsch. **10a**, 659 (1955)
[31] BERNHARD, F., JANCKE, H., KREBS, K.-H., HOFFMANN, H., und E. SCHNEIDER, Exp. Technik d. Physik (erscheint demnächst)
[32] CARTAN, L., J. de Phys. **8**, 453 (1937)
[33] THONEMANN, P. C., Nature **158**, 61 (1946)
[34] KOCH, J., Z. Phys. **100**, 669 (1936)
[35] EKLUND, S., Ark. Nat. Astronom. Fys. Ser. A **29**, 1 (1943)
[36] DUCKWORTH, H. E., Rev. Sci. Instr. **21**, 54 (1950)
[37] v. ARDENNE, M., Tabellen der Elektronenphysik. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1946, S. 543 bzw. 548

[38] SCHÜLER, H., Z. Phys. **59**, 150 (1930)
[39] JACKSON, D., und H. KUHN, Proc. roy. Soc. A **148**, 335 (1935)
[40] MAIER, W., Die Mikrowellenspektren molekularer Gase und ihrer Auswertung. In: Ergebn. exakt. Naturw. **24**, 275 (1951)
[41] GORDY, W., SMITH und TRAMBARULO, Microwawe Spectroscopy. London, New York 1953
[42] FRISCH, R., und O. STERN, Z. Phys. **85**, 4 (1933)
[43] ESTERMANN, I., und O. STERN, Z. Phys. **85**, 17 (1933)
[44] RABI, I., Phys. Rev. **49**, 324 (1936)
[45] BREIT, G., und I. RABI, Phys. Rev. **38**, 3082 (1931)
[46] RABI, I., MILLMAN, S., KUSCH, P., und J. R. ZACHARIAS, Phys. Rev. **55**, 526 (1939)
[47] RAMSEY, N. F., Phys. Rev. **78**, 221 (1950)
[48] KELLOG, J. B. M., RABI, I., RAMSEY, N. F., und J. R. ZACHARIAS, Phys. Rev. **55**, 318 (1939); **56**, 728 (1939); **57**, 677 (1940)
[49] NORDSIECK, A., Phys. Rev. **58**, 310 (1940)
[50] BLOCH, F., Phys. Rev. **50**, 259 (1936)
[51] ALVAREZ, L., und F. BLOCH, Phys. Rev. **57**, 11 (1940)
[52] COHEN, V. W., CORNGOLD, N. R., und N. F. RAMSEY, Phys. Rev. **104**, 283 (1956)
[53] Лазарев, Б., ил. Шубников, Phys. Z. Sowjetunion **11**, 445 (1937)
[54] BLOCH, F., HANSEN, W., und M. PACKARD, Phys. Rev. **69**, 680 (1946)
[55] PURCELL, E., TORREY, H., und R. POUND, Phys. Rev. **69**, 37 (1946)
[56] DEHMELT, H., und H. KRÜGER, Z. Phys. **129**, 401 (1951); **130**, 385 (1951); Naturwissenschaften **37**, 11 (1950)
[57] SOMMER, H., THOMAS, H. A., und J. A. HIPPLE, Phys. Rev. **80**, 487 (1950)
[58] COLLINGTON, D. J., DELLIS, A. N., SANDERS, J. H. und K. C. TURBERFIELD, Phys. Rev. **99** 1622 (1955)
[59] BLOCH F., und C. D. JEFFRIES, Phys. Rev. **80**, 305 (1950)
[60] GARDNER, J. H., Phys. Rev. **83**, 996 (1951)
[61] WIDERÖE, R., Arch. Elektrotechn. **21**, 387 (1928)
[62] STEPHENS, W. E., und C. C. LAURITSEN, Rev. Sci. Instr. **9**, 51 (1938)
[63] v. DORSTEN, A. C., Philips techn. Rdsch. **17**, 33 (1955) H. 1
[64] SLOAN, D. H., und E. O. LAWRENCE, Phys. Rev. **38**, 2021 (1931)
[65] ALVAREZ, L. W., Phys. Rev. **70**, 739 (1946)
[66] MILLER, C. W., Metrovic special Publication 7905/5
[67] IWANENKO, D., und L. POMERANTSCHUK, Phys. Rev. **65**, 543 (1944)
[68] KOPFERMANN, H., Ergebn. exakt. Naturw. **22**, 13 (1948)
[69] GUND, K., Göttinger Diss. (1947)
[70] LAWRENCE, E. O., und M. S. LIVINGSTON, Phys. Rev. **37**, 1707 (1931)
[71] Векслер, В., Изв. АН СССР (сер. физ.)
[72] DZHELEPOV et. al., CERN-Symposium Vol. I, 504 (1956)
[73] STEENBECK, M., DRP Nr. 698 897, 7. März 1935, und Naturw. **31**, 244 (1943)
[74] FREMLIN, J. H., und J. S. GOODEN, Rep. Prog. Phys. **13**, 295 (1950)
[75] GUND, K., und H. BERGER, Strahlentherapie **92**, 490 (1953)
[76] COURANT, E. D., LIVINGSTON, M. S., und H. S. SNYDER, Phys. Rev. **88**, 1190 (1952)
[77] LOFGREN, E. J., CERN-Symposium Vol. I, 496 (1956)
[78] WIDERÖE, R., Deutsche Pat. Anm. 7. 9. 43
[79] KERST, D. W., CERN-Symposium Vol. I, 36 (1956)
[80] R. KOLLATH, Teilchenbeschleuniger. Verlag Vieweg, Braunschweig 1955

VERZEICHNIS EINIGER SPEZIELLER LEHRBÜCHER

Zum Abschnitt A: Verfahren zur Bestimmung der Grundgrößen der Atomkerne

Aston, F. W., Mass Spectra and Isotopes. London 1942

Mattauch, J., Massenspektrographie und ihre Anwendung auf Probleme der Atom- und Kernchemie. Ergebn. exakt. Naturw. **19**, 170 (1940)

Ewald, H., und H. Hintenberger, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie, Weinheim/Bergstraße 1953
Mass Spectroscopy in Physics Research. Nat. Bureau of Standards Circular 522 U. S. Gouvernement Printing Office Washington 1953

Barnard, G. P., Modern Massenspectrometry. London 1953

Рик, Т. Р., Масс спектроскопия. Москва 1953. Deutsche Übersetzung: Einführung in die Massenspektroskopie. Berlin 1956

Kerwin, L., Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. VIII, Academie Press New York 1956, Abschnitt: Mass Spectroscopy, S. 187 bis 253

Ewald, H., Massenspektroskopische Apparate. In: Handbuch der Physik 33 (1956) S. 546 bis 608

Zum Abschnitt B: Nachweis von energiereicher Strahlung

Rossi, B. B., High Energy Particles, 1952

Segré, E., Experimental Nuclear Physics, Vol. I, 1953

Heitler, W., The Quantum Theory of Radiation, 1954

Powell, W. M., und G. P. S. Occhialini, Nuclear Physics in Photographs, 1947

Rossi, B. B., und H. H. Staub, Ionisation Chambers and Counters, 1949

Curran, S. C., und I. D. Craggs, Counting Tubes, 1949

Wlison, J. G., The Principles of Cloud-Chamber Technique, 1951

Birks, J. B., Scintillation Counters, 1953

Fünfer, E., und H. Neuert, Zählrohre und Szintillationszähler, 1954

Korff, S. A., Electron and Nuclear Counters, 1955

Hartmann, W., und F. Bernhard, Fotovervielfacher und ihre Anwendung in der Kernphysik. Berlin 1957

Elmore, W., und M. Sands, Electronics, Experimental Techniques, 1949

Бонч-Бруевич, А. М., Применение электронных лами в экспериментальной физике, 1950

Грошев, Л. В., und И. С. Шапиро, Спектроскопия атомных ядер, 1952

Siegbahn, K., Beta- and Gamma-Ray-Spectrometry, 1955

GERHOLM, T. R., Beta-Ray-Spectroscopes. In: Handb. d. Physik **33** (1956)

RAMSEY, N. F., Nuclear Moments. New York 1953

KOPFERMANN, H., Kernmomente. Frankfurt 1956

ANDREW, E. R., Nuclear magnetic resonance. Cambridge 1955

LÖSCHE, A., Kerninduktion. Berlin 1957

Дорфман, Я. Г., Магнитные свойства атомного ядра. Москва 1948

Дорфман, Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества. Москва 1955

Zum Abschnitt C: Teilchenbeschleuniger

KOLLATH, R., Teilchenbeschleuniger. Verlag Vieweg, Braunschweig 1955

NAMENVERZEICHNIS

SACHVERZEICHNIS

BILDQUELLENVERZEICHNIS

G. Hertz, Grundlagen und Arbeitsmethoden der Kernphysik. Akademie-Verlag GmbH, Berlin: 1, 4, 5 — H. Mark und R. Wierl, Die experimentellen und theoretischen Grundlagen der Elektronenbeugung. Fortschritte der Chemie, Physik und physikalische Chemie 21, 4 (1941). Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin: 2 — H. Ewald und H. Hintenberger, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie. Verlag Chemie GmbH, Weinheim/Bergstraße: 14, 18 — R. Kollath, Teilchenbeschleuniger. 1955. Verlagsbuchhandlung Vieweg & Sohn, Braunschweig: 118, 120 — Radioaktive Standardpräparate. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin: 53, 55, 56, 58 — M. v. Ardenne, Tabellen der Elektronenphysik. 1956. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin: 16 — Lösche, Kerninduktion. 1957. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin: 49 — Kopfermann, Kernmomente. 1956. Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt/Main: 39 — W. Grotrian, Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen. 1928. Springer-Verlag, Berlin: 3 — Philips Technische Rundschau 17, 33 (1955). Philips-Vlg., Eindhofen-Holland: 116, 124 — Mitteilungen „The Brown Boveri Betatron". Brown, Boveri & Cie AG., Baden: 121 — Handbuch der Physik, XXXIII, 1956. Springer-Verlag, Berlin: 13, 15, 17 — Bouwers, Elektrische Höchstspannungen. 1939. Springer-Verlag, Berlin: 111, 117 — Ergebnisse d. ex. Naturwissensch., Bd. 19, 1940. Springer-Verlag, Berlin: 112 — R. Lapp und H. Andrews, Nuclear Radiation Physics, I. Pitman, London 1955: 62, 76 — L. Curtiss, Measurements of Radioactivity. Nat. Bur. of. Stand. Circular 476. Washington 1949: 63 — H. Staub, Detection Methods, Experimental Nuclear Physics, Vol. I. Verlag Wiley & Sons, London: 60 — F.M. Glass, Nucleonics 10, (2), 36 (1952): 64 — Deutsche Akademieder Wissenschaften, Berlin: 29 — Prof. Dr. J. Mattauch, Mainz: 35 — W. E. Stephens, CC Lauritsen. Rev. sci. Instr. 9, 51 (1938): 115 — CERN-Symp. Vol. I, 137, 308, 385, 496, 504 (1956). CERN-ScientificInternation Service Geneva: 126, 129, 130, 131, 132, 137, 138 — Elektrophysikalisches Laboratorium der Akademie der Wissenschaften. Moskau: 125, 133 — Jackson, Kuhn, Proc. Roy. Soc. A 165, 303 (1938): 42 — K. Siegbahn, Beta- und Gamma-Ray-Spectroscopy, New York 1955: 8, 68 — G. D. Rochester, and J. G. Wilson, Cloud Chamber Photographs of the Cosmic Radiation, Pergamon Press Ltd. London 1952: 90 — R. D. Evans und R. O. Evans, Rev. Mod. Phys. 20, 305 (1948): 66, 67 — J. Marshall und A. G. Ward, Canad. Journ. Research. A 15, 39 (1937): 69, 70 — H. Schwiegk, Künstliche Radioaktive Isotope in Physiologie, Diagnostik und Therapie, Springer-Verlag, Berlin 1953: 71 — G. J. Gleason, J. D. Taylor and D. L. Tabern, Nucleonics 8, 12 (1951): 72 — H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 22, 213 (1950): 75 — D. Halliday, Introdoctory Nuclear Physics, Verlag Wiley and Sons, London: 77 — H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer, Helv. Phys. Acta 19, 77 (1946): 84 — Prof. Dr. P. Görlich, Jena: 86 — G. A. Morton, RCA-Review 10, 4, 425 (1949): 88 — H. J. West, W. E. Meyerhof and R. Hofstadter, Phys. Rev 8, 141 (1951): 89a, b — G. A. Morton, Recent Developments in the Scintillation Counter Field, Vortrag auf der Genfer Atomkonferenz 1955: 89c — Dr. K. Lanius, Zeuthen-Miersdorf: 91, 92 — Dr. H. Westmeyer, Dresden: 93 — R. Hofstadter und J. Mc. Intyre, Phys. Rev. 80, 631 (1950): 110